钱学森
技术科学思想与力学

庄逢甘　郑哲敏　主编

国防工业出版社

责任编辑　吴芝萍　詹世革　杨亚政



ISBN 7-118-02546-1/O·168
定价:56.00元

钱学森技术科学思想与力学

庄逢甘　郑哲敏　主编

国防工业出版社

·北京·

图书在版编目(CIP)数据

钱学森技术科学思想与力学/庄逢甘,郑哲敏主编.
北京:国防工业出版社,2001.11
ISBN 7-118-02546-1

Ⅰ.钱… Ⅱ.①庄…②郑… Ⅲ.①钱学森—学术思想—研究—文集②力学—研究—进展—中国—文集
Ⅳ.K826.16-53

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2001)第 069784 号

国防工业出版社出版发行
(北京市海淀区紫竹院南路 23 号)
(邮政编码 100044)
国防工业出版社印刷厂印刷
新华书店经售

*

开本 787×1092 1/16 印张 28¼ 插页 1 649 千字
2001 年 11 月第 1 版 2001 年 11 月北京第 1 次印刷
印数:1—1000 册 定价:56.00 元



钱 学 森

新世纪力学研讨会

——钱学森技术科学思想的回顾与展望

2001年11月19～20日

北　　京

指导单位　中国科学技术协会

国家自然科学基金委员会

主办单位　中国力学学会、中国空气动力学会、中国航空学会、中国宇航学会、中国空气动力研究与发展中心、中国科学院力学所、中国航空研究院、北京空气动力研究所、中国船舶重工集团702所、航空空气动力研究院、中国航天科工集团三院研发中心、清华大学、北京大学、中国科技大学、国防科技大学、北京航空航天大学、南京航空航天大学、西北工业大学、哈尔滨工业大学、上海交通大学、西安交通大学

承办单位　中国力学学会、中国空气动力学会

指导委员会

主　席　庄逢甘　郑哲敏

委　员　（以姓氏拼音为序）

高镇同　洪友士　胡海昌　黄克智　黄文虎　焦安昌
童秉纲　王光远　吴承康　俞鸿儒　周　恒

学术委员会

主　席　白以龙

委　员　（以姓氏拼音为序）

陈作斌　崔尔杰　崔季平　冯国泰　高镇同　高正红
何友声　胡海岩　李椿萱　毛国良　佘振苏　沈泓萃
沈亚鹏　苏先樾　王承尧　王志川　伍小平　杨　卫

组织委员会

主　席　张涵信

委　员　（以姓氏拼音为序）

陈　璞　陈宜亨　邓学蓥　董臻东　符　松　顾诵芬
郝卫东　何　林　李　锋　李芙蓉　陆夕云　苏先樾
王振国　王祖温　伍贻兆　吴有生　徐玲伦　薛雷平
杨亚政　叶正寅

编辑小组

吴芝萍　詹世革　杨亚政

序

今年十二月十一日是力学泰斗、我国近代力学的奠基人、我们两个学会的创始人——钱学森先生的九十华诞。我们以举办"新世纪力学研讨会——钱学森技术科学思想的回顾与展望"的方式,重温他发展力学的丰富思想,共同探讨我国新世纪力学的前进道路,这是我们向钱先生学习和祝贺九十寿辰最恰当的方式。

会议得到了我国力学界的积极响应,收到了很多好的论文,涉及内容很广泛,大体上可分为三类。一类着重介绍了钱先生的风范,他的爱国主义,他的勤奋好学,他的治学精神和治学态度,他在学术上的重大贡献以及他的科学思想。第二类是介绍在他的领导或影响下,五十年来我国力学所取得的成就及进一步的发展。第三类涉及我国力学界正在开展的其他方面的进展。我们的共同目的是继承优良传统,开拓我国力学在新世纪的发展。

祝贺钱学森先生诞辰,我们首先要提到他对世界和我国科学技术的杰出贡献以及他为中华民族赢得的巨大荣誉。他在空气动力学、壳体稳定性、火箭和喷气推进、火箭技术、高温气体力学、物理力学、工程控制论以及系统科学和工程方面的科学论著有广泛的影响,为世人所公认。

钱学森先生对发展我国力学事业有全面而深刻的影响。他是我国重要力学科研机构和基地的创始人或首任领导,其中包括中国科学院力学研究所,国防部第五研究院和中国空气动力学研究与发展中心。他又是中国科学院与清华大学力学研究班、中国科学技术大学近代力学系的创始人。他创建了我国力学学会和空气动力学学会,分别担任我们的首届理事长和名誉理事长。

他领导制定了全国十二年远景科学规划和 1962 年科学规划中的力学规划,创建了对我国力学和国家建设产生了深远影响的一系列新学科。他从多方面关心我国力学,经常提出指导性意见。例如,早在 1972 年,他就积极支持钱令希先生提出的要将近代计算技术与结构力学相结合,并发展结构优化理论的思想;在 1977 年力学规划,讨论力学学科的性质时,与指出力学兼有基础科学和应用科学的同时,他及时提醒我们,"近代力学实为应用力学";1978 年全国力学规划会上,他用"现代力学"一词强调要走近代计算机与力学结合的道路,摆脱过去计算模型过分简化的局限,并且将宏观和微观结合,把力学推向新的发展阶段;他多次强调力学界要走以计算为主辅以精细实验的道路;写信给中国科技大学,建议在近代力学系里建立以材料设计为目标的专业;多次向苟清泉和崔季平教授写信,提出发展物理力学的建议等。

我们必须提到钱学森先生对我国力学学科建设所起的巨大作用。以他为首,根据国家当时和长远的需要,在力学研究所陆续开辟了一系列世界上当时也是极新的研究方向,使力学所从一开始就有了一个很高的起点。钱先生创建的物理力学研究组和室更是前所未有的。20 世纪 50 年代以来,世界的科学发展表明,这是一项超前的、极有战略远见和历史意义的创举。在他所倡导的物理力学方向上,今天汇聚成一股巨大的洪流。

钱先生还留给我们力学界十分宝贵的思想财富。他炽热的爱国主义热情永远是我们的学

习的榜样;他提出的力学研究主要应走技术科学道路和立足国内的主张,对我们有重要的指导意义;他不断强调的事事要从实际出发,要善于分析矛盾,要学会抓主要矛盾,要把实际问题上升到理论,又回到实际中去解决问题,而且要寓发明于理论,生动地阐明了我们应当始终坚持的思想路线;他也很重视力学作为基础科学的部分,认为应当有精干的队伍从事此项工作,他身体力行,很早便在力学所介绍重整化群理论和混沌理论,并强调要把湍流和非线性科学联系起来,作为基础科学问题来研究;他提倡要勇于创新,敢于突破旧框框,要打好基础又要学会边干边学,要全面掌握资料,直至把它们印在脑海里,随时调用进行科学创新;要做"出汗"的工作;要鼓励自由的、平等的学术交流和争辩等等,都应当是我们着力培养的好学风。

如果说钱学森先生早期是位杰出的应用力学家和技术科学家,那么由于五十年来他涉及到科学、工程、哲学等广泛的领域和取得的杰出的成就,可以完全不夸张地说,他已是我国的一位伟大的科学家、工程师和思想家。这种自强不息,小中见大,不断攀登科学高峰的精神也是十分值得我们学习的。

改革开放以来,我国力学取得了一系列新成果,国际影响日益扩大,一些重要的研究工作也正在活跃地开展中,本次会议收到的论文就生动地表明了这一点。在祝贺钱学森先生九十诞辰之际,我们聚会在一起,回顾 20 世纪和展望我国力学在新世纪的发展,是极有意义的事。我们预祝大会取得圆满成功,进一步加强团结,争取新的胜利。

我们出版这个文集,既是为了隆重庆贺这个重要的日子,也为了与更广泛的读者共享我们的感受。

郑哲敏　庄逢甘

2001 年 9 月 3 日

内 容 简 介

本书收录会议论文60篇。内容大体上可分为三类:一类着重介绍了钱学森先生的风范,他的爱国主义,他的勤奋好学,他的治学精神和治学态度,他在学术上的重大贡献以及他的科学思想。第二类是介绍在他的领导或影响下,五十年来我国力学研究取得的成就及进一步的进展。第三类涉及我国力学界正在开展的其他方面的学术研究进展。我们的共同目的是继承优良传统,开拓我国力学在新世纪的发展。

本书可供力学、航空航天、机械等领域的工程技术人员和研究人员阅读和参考。

目　录

邀请报告

学习钱学森先生技术科学思想的体会

郑哲敏

（中国科学院力学研究所，北京 100080）

摘要 以个人体会从以下几个方面介绍钱学森先生的技术科学思想：什么是技术科学；技术科学的重要性；技术科学如何为应用服务；技术科学工作者应具有的基础知识；钱学森先生技术科学思想在建立力学研究所中的实践。最后谈一谈关于力学要继续走技术科学道路的一些想法。

关键词 技术科学，应用力学，钱学森

技术科学思想是钱学森先生科学思想的重要组成部分。他的技术科学思想是 F. Klein 和 L. Prandtl 开创的德国哥廷根应用力学学派思想的继承和发展，也来源于钱先生本人长期的科学研究与教学实践和对 20 世纪中叶前的应用科学，特别是第二次世界大战发展核武器、雷达等经验的概括和总结，其内涵十分丰富，至今仍对科技工作者及负责科技政策制定和管理的各级领导人有重要的现实意义。钱学森先生的技术科学思想在他分别于 1948 年和 1957 年发表的 "Engineering and Engineering Sciences"和"论技术科学"两文[1,2]中有全面而系统的论述。这些思想还体现在他创办中国科学院力学研究所、中国科学院力学研究所与清华大学力学系合办的力学研究班和中国科技大学近代力学系的指导思想和其他一些论述中。现就我的粗浅认识，谈几点体会。

1 什么是技术科学

钱学森先生认为，技术科学和自然科学① 都是科学。自然科学属于基础科学层次，技术科学属于应用科学层次。技术科学的目标首先是为工程技术（广义上泛指一切应用和技术领域，下同）服务，为工程技术提供有科学基础的工程理论，进而带动和领导产业的发展，而自然科学的核心是为了理解和认识客观世界的规律。这是技术科学不同于自然科学即基础科学的另一个方面。两者也有广泛的共同点，那就是发展科学。

为了暴露事物的本质，自然科学可以乃至必须把研究对象置于最单纯的条件下。这在技术科学中一般是难以做到的，因为在多数情况下，它的研究对象处于复杂、受多种因素影响和约束的环境中，过分地简化就失去了真实。技术科学解决复杂问题的方法是强调对问题物理本质，即通常所说的机理的理解和认识，强调抓主要矛盾，忽略次要矛盾，在计算方面，追求复杂条件下工程精度所允许的近似答案。这是技术科学不同于基础科学的另一个方面。

只有当自然科学成熟到一定程度，其成果才有可能得到应用。因此，技术科学建立于 20 世纪上半叶是历史发展的必然结果。首先敏锐地觉察到这一点，把它准确地、完整地勾画出

① 现在称为基础科学，因此本文将自然科学作为基础科学的同义语。

来，指出这是一个新的科学领域，是钱学森先生的巨大功绩。

技术科学首先在基础科学和各类应用之间起着桥梁的作用。由于经典力学相对而言成熟得比较早，所以应用力学成为技术科学最早的成员和发展技术科学的典范。今天，技术科学的领域已经有了极大的扩展，将世界带人信息科学技术、纳米科学技术、生物科学技术的时代。

然而，技术科学又不限于是自然科学与工程技术间的桥梁，它同时也是人类认识的源泉。自20世纪40年代V. Bush有广泛影响的报告Science——the Endless Frontier发表以来，人们往往认为自然科学是人类认识的唯一源泉。20世纪90年代，在重新研究之后，美国的一份权威性报告认为这一认识并不全面，因为在科学、技术和应用之间实际上存在着复杂的反馈关系，因而技术和应用也同样是科学认识的源泉。其实这一种观点，钱学森先生早已在1957年"论技术科学"的论文中已经明确提出。他写道"我们前面已经提到自然科学、技术科学和工程技术之间的相互影响和相互提携，这也就是说，我们不能只看到自然科学作为工程技术基础这一方面，而忽略了反过来的一面，也就是技术科学对自然科学的贡献"。他以工程控制论和运筹学(当时称为运用学)为例，指出在自然科学领域里没有它们的祖先，而由技术科学所发现的规律也可以为生物科学和社会科学做出非常重要的贡献。起源于通信领域的信息论也是一个非常突出的例子，它把人类的知识领域从传统的物质和能量一下子扩大到物质、能量和信息。

2 技术科学的重要性

在"Engineering and Engineering Sciences"一文中，钱学森先生开宗明义就鲜明地指出，在国际竞争日益激烈的当今社会，自然科学的成果与应用间的距离日益缩小，技术科学应运而生，包括技术科学在内的科学成为富国强民之本，国家已经如同对待经济和外交那样把关心和发展科学当作自己的职责。第二次世界大战，原子武器的研制成功和雷达等技术的发展大大加强了公众对科学的支持和科技界对自身作用的认识，加速了技术科学和技术科学教育发展的进程。

这一认识对百余年饱受苦难的中国人民，特别是当时的科技人员，具有特殊的意义，因此在1947年回国访问时，钱先生就专门以"工程和工程科学(即后来的技术科学)"为题，向当时的浙江大学、上海交通大学和清华大学师生做报告，阐述他的技术科学观点，意在引起国内科技教育界对技术科学这个正在兴起的新领域的重视。

3 技术科学如何为应用服务

技术科学为工程技术或其他应用服务，但是并不会也不能代替后者。它从工程技术或其他应用所需解决的问题中提炼科学问题，通过研究并解决这些科学问题来促成实际问题的解决。概括地说就是从应用中来又回到应用中去。只有从科学的高度上完成了这个循环，才能说技术科学工作者为应用做出了贡献，才有望推动甚至带动工程技术和产业的进步。技术科学工作者在不断完成一个个这样的循环中，在不断以更高的科学水平解决实际问题的过程中，同时也促进了技术科学本身和科学总体的发展。

技术科学工作者应深人到应用中去，运用自己的科学知识，去发现和提炼解决实际问题所

需研究的关键科学问题。技术科学工作者必须致力于创新,努力有所发现,用新概念、新途径、新方法、新工具去推动产业的发展。技术科学工作者的最高目标是用理论和技术上的创新和科学的预见,去领导产业的发展与创新。上世纪的航空、航天产业和信息产业就是很典型的例子。

4 技术科学工作者应具有的基础知识

在1948年的论文里,钱学森先生提出,技术科学工作者应掌握三个方面的工具。现分述如下。

(1) 工程分析的数学方法

技术科学工作者应具有坚实的数学基础,能将其熟练地运用于工程技术中科学问题的分析和计算。钱学森先生认为,与自然科学工作者相比,技术科学工作者需要更多地从事计算,因为提供给工程师的结果必须有定量的表达。因此他始终十分重视计算,并且一向关心和支持电子计算机和计算技术的发展以及电子计算机的应用。他认为,计算技术发展到今天,已经使科学研究的面貌发生了根本的变化,力学研究应当抓住机遇,适应这个形势。所以,他特别在1978年的全国力学规划会上,用力学进入了“现代力学”[3]阶段来强调这一变化。另一方面,他又指出数学对技术科学工作者来说毕竟只是工具,数学能使我们的分析和论证更加严密,研究结果得以量化,但不能替代对问题的真正认识。对于一个复杂的问题,应该做哪些计算,计算结果反映了什么本质的、规律性的东西等等,往往也是深刻的理论课题,其正确解决才具有真正重要的认识意义和实用价值。同时,不能把数学看做一成不变的工具,应该在应用中发展数学工具,创造好的算法。例如,运算微积分、摄动法、能量法、有限元法、差分法等都是在技术科学的研究中创造出来的。

(2) 工程问题的科学基础

钱学森先生还强调要打好自然科学的基础,以适应科学技术和工业不断发展的需要。在担任加州理工学院教授期间,他仍坚持旁听数学、物理、化学、生物方面的课程,参加各种专业举办的研讨会。这使他能从更深的层次上解决航空和火箭技术面临的难题,比别人更早地预见到有必要在微观与宏观结合的层次上开展研究,因而提出了物理力学这个新的学科方向。他认为在一些极端条件下,直接通过实验获得数据越来越困难,有时甚至是不可能的,因此强调用量子力学和统计力学的理论,辅以少量必须的实验,通过模拟计算来求得问题的解答。在这个过程中,为了得出实用的结果,也不排除采用某些经验规律。他认为这是一条经济有效的道路。实际上,钱学森先生当年提出物理力学还有更深层的意思,那就是力学工作者既要有深厚的自然科学基础,又要充分利用计算机和发展计算技术。

(3) 工程设计的原理和实践

钱学森先生十分强调技术科学工作者要对工程技术有足够的认识与理解,要学习有关的工程技术知识,要与工程师交朋友、参与他们的活动,要与他们有共同的语言,要有工程观点、对工程问题要有数量的概念和一定的判断能力。这些能力都要从学习领会工程设计原理和实践的过程中逐步获得。当然最最重要的是首先要有为工程技术服务的强烈愿望。这样做的目的是为了熟悉他们的领域,了解他们的问题、他们的需要、他们的见解,听取他们的评价和意见,以便切实地为他们和他们所代表的产业服务。

5　钱学森先生技术科学思想在建立中国科学院力学研究所中的实践

（1）力学研究所要以应用力学研究为主，要立足国际力学学科的前沿，努力为推动我国经济和国防建设服务，力争在科学上起到带头和领导的作用。这就是力学所的建所思想。这种考虑必然是长远的、战略性的、全局性的、前瞻性的。钱先生要求我们，不论做什么，都要有特色，敢于走新路，争第一。这些基本考虑突出地表现在新建力学所的分支学科布局上。

全所当时的主要方向是火箭和航天技术。为此，他在分支学科布局方面做了全面的安排，这方面吴承康先生有专门报告，这里不做重复。我认为各分支学科的共同特点是服务目标明确，在手段上强调科学，强调创新。这里我举几个例子，从几个侧面说明钱先生是怎样做的。

• 1954 年我离开美国时，他要我带话给钱伟长先生，他说运筹学对于一个有计划、按比例发展的社会主义国家特别重要，希望引起国内的重视。1955 年在回国的轮船上他就结识了许国志先生，随后在新建的中国科学院力学研究所成立了我国第一个运筹学研究室。

• 1955 年回国后第一次找我谈话，要求弹性力学组调整方向，以动力学观点研究建筑物抗地震问题，因为中国是一个地震多发区国家。

• 1956 年初建所，随即在原弹性力学、塑性力学、流体力学以外，成立了物理力学、化学流体力学、控制论等研究组。它们的目标并不仅限于为航天科技服务，化学流体力学目标之一就是为发展我国的化工和冶金工业服务。为此，钱学森先生不仅安排研究人员同科学院化工冶金研究所合作，而且与叶渚沛所长、郭慕孙先生保持着密切的个人联系，亲自研究转炉顶吹氧和流态化床的问题。

• 考虑到我国是一个多山和水资源短缺的国家，他十分重视爆破开山和定向爆破筑坝的科学技术问题，亲自参阅有关资料，邀请国内专家来所做报告，派人去参观国内当时最大的矿山爆破，并进而在力学所建立了爆破组；为了利用风能，亲自计算并设计了一台可用于多风山口的风车，继而又建立了风车研究组；为研究低水头水能利用建立了低水头发电组；积极安排三峡水利枢纽科研项目，倡导并开展百万千瓦水轮机的研究。

（2）在明确研究方向的前提下，他要求全面掌握有关资料，开展文献调研和学术报告活动，提倡自由讨论和争辩；树立计划的观点；提倡协作和边干边学的精神；积极创造实验条件，筹建实验室。在研究工作上，他主张抓对问题实质的深人理解，抓主要矛盾；热情鼓励有创新的见解和发现，哪怕它们尚处于萌芽或初级的阶段；要勇于超过前人，不怕困难，肯做“要出汗”的工作；鲜明地反对研究工作上的华而不实；强调理论研究工作要有验证。他也十分重视研究工作的表达，主张问题与概念的表述必须准确简练，前提假设的交代必须完整、清晰，数学推导必须严谨，结论必须明确且便于读者理解和使用，一般情况下应该伴有算例或实验例证。他对论文中汉字的规范化和有效数字也有严格的要求。

（3）在强调全面掌握资料和打好基础的同时，他主张有了一定基础后，应当边干边学。他认为干与学是统一的，学好才能干好，干中才能学得深。1957 年发表的那篇文章里，关于如何做研究的一段话，我认为特别深刻，现转录在这里。

“我们在前面已经说过：数学方法只是技术科学研究中的工具，不是真正关键的部分。那末，关键是什么呢？技术科学中最主要一点是对所研究问题的认识。只有对一个问题认识了以后才能开始分析，才能开始计算。但是什么是对问题的认识呢？这里包含确定问题的要点在哪里，什么是问题中现象的主要因素，什么是次要因素；哪些因素虽然也存在，可是它们对问

题本身不起多大作用、因而这些因素就可以略而不计。要能做到这一点，我们必须首先做一些预备工作，收集有关研究工作的资料，特别是实验数据和现场观测的数据，把这些资料印入脑中，记住它，为下一阶段工作做准备，下一阶段就是真正创造的工作了。创造的过程是：运用自然科学的规律为摸索道路的指南针，在资料的森林里，找出一条道路来。这条道路代表了我们对所研究问题的认识，对现象机理的了解。也正如在密林中找道路一样，道路决难顺利地一找就找到，中间很可能要被不对头的踪迹所误，引入迷途，常常要走回头路。因为这个工作是最紧张的，需要集中全部思考力，所以最好不要为了查资料而打断了思考过程，最好把全部有关资料记在脑中。当然，也可能在艰苦工作之后，发现资料不够完全，缺少某一方面的数据。那么为了解决问题，我们就暂时把理论工作停下来，把力量转移到实验工作上去，或现场观察上去，收集必需的数据资料。所以一个困难的研究课题，往往要理论和实验交错好几次，才能找出解决的途径”。

“把问题认识清楚以后，下一步就是建立模型。模型是什么呢？模型就是通过我们对问题现象的了解，利用我们考究得来的机理，吸收一切主要因素，略去一切不主要因素所制造出来的‘一幅图画’，一个思想上的结构物。这是一个模型，不是现象本身。因为这是根据我们的认识，把现象简单化了的东西；它只是形象化了的自然现象。模型的选择也因此与现象的内容有密切关系。同是一个对象，在一个问题中，我们着重了它本质的一方面，制造出一个模型。在另一个问题中，因为我们着重了它本质的另一方面，也可以制造出另一个完全不同的模型。这两个不同的模型，看来是矛盾的，但这个矛盾通过现象的全面性质而统一起来”。

6　力学要继续走技术科学的道路

力学既是作为基础科学的自然科学，又属于技术科学，在这个问题上国内力学界已有共识。然而力学的发展必须有所侧重。我认为我国的力学当前应当主要沿着技术科学的道路发展，就是说，重点应当是发展应用力学。这样说是因为，力学作为自然科学中最早趋于成熟的学科，其作为基础学科发展的空间，相对地说已经比较小了（当然，这决不表明其不重要，更不表明不应在全面规划中重点安排），而它在解决工程技术乃至其他学科中的问题的作用却不断在扩大。另外，沿着应用力学的方向，也一定会因有原创性的发现而进一步丰富自然科学。所以我认为，钱学森先生提倡的技术科学思想在今天仍然能指导我们的力学前进。

1978 年在全国力学规划会议上，钱学森先生认为，进入 20 世纪 70 年代，应用力学发展到了一个新的阶段，他称之为“现代力学”，其特点是要将近代计算技术与力学密切结合起来，全面提高力学理论分析、计算和实验的水平，一方面增强力学解决问题的能力，另一方面扩大力学的研究领域。他特别提到要用细观力学和物理力学的方法，研究材料和介质的物性并进而按需要设计材料，要注意“近几年对于耦合非线性振荡的研究，发现了在这种体系中有时会出现类似湍流现象的杂乱运动”，用以更好地研究湍流问题。这些无疑都仍然是值得我们十分重视的意见。

21 世纪，我国面临的困难不可低估。世界已进入了知识经济时代。五十年来，我国在国民经济和国防建设方面取得了空前巨大的成就，然而由于历史的原因，我们仍然是个发展中的国家，在科学技术方面总体上落后于国际先进水平，近代工业革命的进程也尚待完成。在高技术方面我们虽也有骄人成就，但在核心科学技术的环节上，基础依然薄弱，所以在激烈的国际竞争中，仍然处于脆弱的地位。要在本世纪中期达到国际上中等发达国家水平，实现科教兴国

和可持续发展的战略目标确实是任重而道远。这种情况下,挑战与机遇并存,所以我国的力学应当如何发展是我们面临的重大课题。我认为:

(1) 在坚持以应用力学为主的前提下,对力学的发展要有全面的安排。应用力学本身也有不同的层次,同样也要有全面安排。要鼓励不同风格、不同学派的发展,提倡它们之间的交流。在一些重要的领域里,传统的连续介质力学不够用了,急需在概念与方法上有新的突破。要加强与扩大力学与其他自然科学领域的交叉与合作,把力学的基础打得更深厚,向应用数学,天文,物理(特别是凝聚态物理,等离子物理),地学,生物学等学习。钱先生所倡导的物理力学思想要进一步加以发扬。现在,从所谓"第一原理"出发或者用分子动力学出发,计算介质的某些基本力学性质,已经有了很大的进展,我们无疑应当掌握并加以发展。我们应当高举物理力学这面本来属于我们的旗帜。

(2) 要加强和扩大与高技术、其他技术科学和广大工程技术领域的交叉与合作,要发展交叉学科,充分发挥力学的开拓创新与服务功能。例如,航空航天科学技术,材料科学与冶金及化学工程,能源科学与工程,生物医学工程,环境科学与工程,农业工程,微机电系统,纳米技术等。力学要打开大门,走进并长入更多的行业,努力争取在发展高技术,实现传统工业现代化和可持续发展方面发挥重要作用。在我们这样一个人口众多,资源相对短缺的国家里,还需要重点发展环境友好的力学。

(3) 力学界的优势是长于建立数学模型和分析计算,这些优势无疑需要继续发扬。电子计算机的发展,更使力学研究如虎添翼。我们应当十分重视计算机的应用,大力发展计算方法。现在,计算机也使力学计算成为工程师手中的日常工具,一些问题的解决不再需要请教力学家了。这就要求力学家着力解决新的或更为困难的问题。实现可持续发展需要节能和发展新能源,需要更好地利用材料,发展新的工艺和流程等,所以力学研究要开拓新领域,要在更深的层次上解决工程技术问题。力学研究的对象也应当从单一部件、单一因素扩大到整个系统,从以分析为主扩大到分析与综合并重,从解决正问题扩大到解决包括优化问题在内的反问题。我们的服务对象也要从设计部门扩大到制造、运行乃至产品报废的部门。

(4) 力学界要着力培养一批新生力量,他们有自然科学和工程技术方面的基础,对技术科学思想有深刻理解,富有开拓精神,有志于推动工程技术的发展,勇于承担困难的工程技术任务,愿意深入到工程领域中去学习和提炼科学问题,具有合作精神和团队精神,有愿望和能力研究解决这些问题,不怕把解决方案返回到工程技术中去接受检验,直到实际问题得到满意的解决。对于我们力学学会来说,我认为我们应当进一步张开大门,我们的会员中有更多的人同时也是别的学会的成员,有更多别的学会会员参加到我们的学会来。

(5) 无庸讳言,一个时期以来,我国科技界存在着一种急于求成的浮躁情绪。这是我们应当力求避免的。我们应当重温钱先生提倡的科学精神。做工作要首先实实在在地掌握有关领域的当前水平,把它彻底消化并将其当作自己工作的起点,致力于有所发现,有所创新。有了成绩,也要把它放到国际水平上去衡量,客观地看看这个成绩究竟有多少分量。如果有应用目的,那就还要看看是否真的得到应用或者在什么意义上得到应用。只有通过这种踏踏实实的、"出汗"的工作,我们才能谈得上真正推动力学的发展。

总之,我认为钱学森先生的技术科学具有丰富而且深刻的内容,学习它并把它体现在我们的工作中,一定会对推动新世纪我国力学科研和教学的健康发展起巨大的作用。我们已经从一支笔一张纸的时代走到大规模并行计算的时代,我们的思想和行动上都应该有相应的变化。我相信在新的世纪里,作为基础科学和技术科学的力学一定会迎来另一个春天。

由于对钱先生的思想理解欠深，文中不妥之处，希批评指正。

参 考 文 献

1 Hsue-Shen Tsien. Engineering and Engineering Sciences, C. I. E. Forum. Journal of Chinese Institute of Engineers, 1948. 1～14；又见《钱学森文集，1938～1956》，北京：科学教育出版社，1991. 550～563

2 钱学森. 论技术科学. 科学通报，1957，4，97～104

3 钱学森. 现代力学. 力学与实践，1979，1：4～9

钱学森:科技界的一面旗帜
——思想、品德、情操篇

涂元季

(总装备部科技委员会,北京 100034)

摘要 重点介绍钱学森是怎样成长为一名著名科学家的,以及他作为一名科学家所具备的崇高品德。

关键词 钱学森,钱学森的品德

钱学森是我国著名的科学家。1991年,在授予他"国家杰出贡献科学家"荣誉称号时,国务院、中央军委的命令是这样评价钱学森这一生的成就和人品的:"钱学森同志是我国著名科学家。他早年在空气动力学、航空工程、喷气推进、工程控制论等技术科学领域做出过许多开创性的贡献。1955年9月,在毛泽东、周恩来等老一辈无产阶级革命家的关怀下,他冲破重重阻力,离开美国回到社会主义祖国。1959年8月,他光荣地加入了中国共产党。数十年来,他以对祖国、对人民的无限热爱和忠诚,满腔热忱地投身于我国国防科研事业,为我国火箭、导弹和航天事业的创建与发展做出了卓越的贡献。他潜心研究的工程控制论,发展成为系统工程理论,并广泛地运用于军事运筹、农业、林业,乃至整个社会经济各个领域的实践活动,在我国现代化建设中发挥了重要作用。在发展系统工程理论与实践方面,是我国科技界公认的倡导人。他一贯努力学习马克思列宁主义、毛泽东思想,坚持运用马克思主义哲学理论指导科学活动。他热爱中国共产党,热爱社会主义祖国,热爱人民,充分体现了新中国知识分子的高尚品德,他是我国爱国知识分子的杰出典范。"

本文将重点介绍钱学森是怎样成长为一名著名科学家的,以及他作为一名科学家所具备的崇高品德。

1 良好的家庭与学校教育

钱学森出生在一个知识分子家庭。他父亲钱均夫曾在日本留学学习历史、地理和教育,民国时期在教育部任职。他懂得现代教育,从小就没让钱学森读私塾,而是接受正规的现代教育。钱学森3岁时随父母进京,到北京后他上过蒙养院(幼儿园),女师大附小(今北京市第二实验小学)、师大附小(今北京市第一实验小学)和师大附中。

这里我要专门说一下师大附中。

在那个时代,北京师大附中的高中文、理分科,钱学森读理科。他后来认为师大附中的教育对他日后的成长有重大影响,是他一生之中难忘的一段经历。钱学森曾回忆说,师大附中的校长林砺儒(当时称主任,解放后曾任教育部副部长),制定了一套以启发学生兴趣和智力为目标的教学方案,很有成效。学生们平时都很自觉,该学习的时间专心学习,该玩的时间就尽情

玩耍，从不在临考前加班突击。钱学森每次考试虽名列前茅，但并不刻意追求满分。能考 80 分以上的就是好学生，但这 80 分是真正学到的、扎扎实实的知识。化学老师王鹤清，让钱学森自由地到化学实验室做各种实验，这启发了他对科学的兴趣。国文老师董鲁安，在课堂上除了讲授语文知识以外，还常常用较长时间讨论时事，表示厌恶北洋军阀政府，憧憬国民革命军北上（后来他去了解放区）。他的教育使钱学森产生对旧社会腐败的深切不满和对祖国前途、人民命运的无比关心。几何老师傅种孙那时已是北京师范大学数学讲师，在中学课堂上把道理讲得很透。钱学森后来认为，在中学听傅老师的几何课，使他第一次得知什么是严谨的科学。而生物老师俞谟（新中国成立后改名俞君适，是江西南昌大学生物系教授）常常带他们到野外采集生物样品，制作生物标本。他培养了钱学森较为广泛的科学兴趣。钱学森对老师们的教诲感激不尽，他后来说："我能为国家为人民做点事，也是与中小学老师的教育分不开的！"

钱学森的父亲对年幼的儿子管教十分严格而又得法，从小培养他良好的学习和生活习惯。每天按时起床就寝，按时复习功课和休息。出门上学一定要衣着整洁，书包整理得井井有条。回家后衣帽、鞋袜、书包放在什么地方，都有一定规矩，不能乱来。这对钱学森后来在科学事业上严谨仔细、井井有条、一丝不苟作风的形成是有一定影响的。钱学森兴趣广泛，知识渊博，也得益于他父亲从小的启蒙培养。每逢寒暑假，钱均夫都要送儿子拜名师补习各种功课。他那时业余学习过伦理学、音乐、绘画等。伦理学由林砺儒校长亲自授课。钱学森说，他的课讲得好极了，完全是从唯物史观来讲伦理学的；美术老师高希舜是毛主席的朋友，被称为一代国画大师。钱学森的一幅画作曾得到他的赞赏，可惜抗日战争时期丢失了。

这么优越的条件，加上钱学森聪慧好学，又爱博览群书，使他后来不仅在自然科学技术，而且在社会科学，甚至文学艺术等方面都有很高的修养。这些知识同时又启迪了他在科学上的创新。

1929 年中学毕业后，钱学森为复兴祖国，决心学工科，考入上海交通大学（简称上海交大）机械工程系，入学成绩名次第三。钱学森说，他在上海交大第一年基本上是玩过去的，因为所学功课的大部分，如解析几何、微积分、大代数、非欧几里德几何、有机化学、工业化学、第二外语德语等，在师大附中时都学习过了。当时上海交大专重考试分数，学期终了平均分数计算到小数点以后两位数，大家都为分数而奋斗。那时交大的多数学生分成"北京师大附中派"和"江苏扬州中学派"，都是出类拔萃的尖子，在学习成绩上互相竞赛，各不相让。犹如划船比赛一样，这次"北京派"领先，下次"扬州派"一定要得胜。初入交大的钱学森，对这里的"分数战"虽不甚满意，但也不甘落后，非考 90 分以上不可。钱学森的考卷总是书写工整，清洁漂亮，连等号（=）都像用直尺画的一样，中英文字写得秀丽而端庄，深得各科老师的赞赏。一次水力学考试，所有试题钱学森全部正确完成。试卷发下来，他发现有一个不起眼的笔误（在运算过程中将"Ns"写成了"N"），老师判卷时未注意到。他立即举手发言，指出自己的错误，并把考卷退给老师。交大当时判卷打分非常严格，老师为这一小错扣了他 4 分。于是这份 96 分的水力学考卷被留在了学校，并保存下来。不曾想几十年后，钱学森成为世界著名科学家，这份考卷也成了学校的一份珍贵历史档案，1996 年在上海交大的百年庆典上展示出来。

2　广泛而又坚实的科学技术基础

1934 年钱学森从上海交大毕业，并考取了清华大学留美研究生。1935 年 8 月，钱学森从上海乘船出国，到美国麻省理工学院（MIT）航空系学习。钱学森这才发现，他的母校上海交大

完全是按照当时麻省理工学院的模式办的，连教学和实验大纲都一样。所以钱学森对这里的学习环境一点也不感到生疏，学习起来游刃有余。但生活上他却有些不习惯，特别是某些美国人瞧不起中国人的傲漫态度令他生气。一次，一个美国学生当着他的面耻笑中国人抽鸦片，裹脚，愚昧无知等，钱学森立即向他挑战说："我们中国作为一个国家，是比你们美国落后；但作为个人，你们谁敢和我比，到学期末了，看谁的成绩好？"美国人听了都伸舌头，再也不敢小看中国人了。经过努力，他只用一年时间，就拿下了航空硕士学位，而且成绩比同班的美国人及其他外国人都好。一次有位教授出了一道很复杂的动力学题，大家都做不出来。一位中国留学生叶玄去请教钱学森，他做了一个巧妙的转换，将这一复杂运算变成了一个简单的代数问题，此题便迎刃而解了。叶玄后来留在美国做科研工作，是台湾中央研究院的外籍院士。1989 年叶玄先生回国，再次见到钱学森时，问他当时怎么想得那么巧："这么复杂的运算，到您手里就变得那么简单了？"钱学森淡然一笑说："那算不得什么，小技巧而已。"另一次，有位教授出了 -份很难的考卷，全班大部分人不及格。这在学生中引起了很大的不满，大家认为这样的考试对他们是不公平的，这位教授在有意使他们难堪。经过讨论和酝酿，一部分学生决定去找教授说理。当学生们来到教授的办公室门口时，却发现钱学森的试卷贴在门上。卷面用钢笔书写得工整清洁，每一道题都完成了，而且没有任何错误，没有任何圈改和涂沫的痕迹！前来评理的学生一下子泄了气，不敢再去找教授了。

1936 年，钱学森转学来到加州理工学院(CIT)。这所学校强调理工结合，培养的学生既是科学家，又是工程师，钱学森就是在这种环境下成长的。他是航空系的研究生，但数学系的课他去听。当时数学的前沿，如复变函数等他都进修了。钱老曾说，他在加州理工学院打下了数学基础，以后数学的进展他都能跟上。物理系的课，如量子力学、相对论等他也进修了，甚至化学、生物学的有些课他都去听。他听诺贝尔化学奖获得者 L.鲍林的量子化学课，并和鲍林探讨化学的发展，二人成为好友。就这样，钱学森在加州理工学院读研究生期间，就奠定了坚实而又广泛的数理化基础。在加州理工学院他还参加火箭小组的研制工作。他领导设计并组织实施了加州理工学院小型高速风洞的建造。所以，他同时又积累了丰富的工程经验，使他真正成为一个名符其实的"科学家 + 工程师"。

3 名师的指导，再加上宽松民主的学术气氛

钱学森在加州理工学院拜世界力学大师冯·卡门为师。钱老说，冯·卡门这个人对物理现象有敏锐的洞察力，他总能抓住事物的本质，给你指出研究方向。而冯·卡门则认为钱学森"很有想像力，他善于将自然现象中的物理图形直观化，并将这种能力与他的数学天赋很好地结合起来。尽管他还是个青年学生，但已能在一些很难的课题上帮助我澄清自己的一些想法，这样的天才是不多见的"。冯·卡门原在德国哥廷根(Gttingen)大学执教，他来美国，把欧洲哥廷根学派的良好学风带到了美国。他每周主持召开一次研究讨论会(research conference)和一次学术研讨会(seminar)。这些活动强调学术民主，不论是专家权威，还是普通研究生，大家一律平等，都能畅所欲言，发表自己的学术论点。这给年轻的钱学森提供了锻炼创造性思维的良好机会。在一次学术讨论会上，钱学森刚刚念完自己的论文，就有一位长者站起来提出不同意见。钱学森不同意他的观点，两人一时争论起来，面红耳赤。事后冯·卡门问钱学森："你知道你是在和谁争论吗？那是大权威冯·米赛斯(von Mises)。但是，你的意见是对的，我支持你"。在另一次学术讨论中，钱学森却和他的老师冯·卡门发生了争论。他坚持自己的观点，毫不退让，

令冯·卡门十分生气。他把钱学森拿给他看的论文稿往地上一丢，拂袖而去。老师走后，钱学森默默拾起稿纸，但他内心并未屈服，在科学问题上，他绝不会轻易放弃自己的观点。然而事后这位世界大权威经过思考，认识到在那个问题上，他的学生是对的。于是第二天一上班，他便亲自爬了三层楼梯，来到位于三楼一个旮旯的钱学森小小的办公室，敲开门，恭恭敬敬给钱学森行个礼，然后说："钱，昨天的争论你是对的，我错了。"冯·卡门的博大胸怀令钱学森十分感动，并终生不忘。他回国后，一直极力倡导在学术上要发扬民主，并身体力行。

4 爱国知识分子的典范

20 世纪 40 年代末，在他获知祖国即将解放的时候，是不惜冒着生命的危险力争回国的。所以在这里，我要较为详细地介绍他回归祖国的艰辛而又曲折的历程。

早在 1947 年钱学森回国探亲期间，国民党政府就通过胡适出面，邀请钱学森回国出任北京大学校长或上海交通大学校长等职，被钱学森拒绝。他后来说，在当时那种形势下，他不愿回来为国民党装点门面。但到 1948 年，祖国的解放事业胜利在望，钱学森便开始准备归国。为此他首先要求退出美国国防部空军科学咨询团，但直到 1949 年才得以实现。他兼任的美国海军海炮火研究所顾问的职务，也是到 1949 年秋才辞去的。

1949 年 5 月 20 日，钱学森收到美国芝加哥大学金属研究所副教授研究员、留美中国科学工作者协会（简称留美科协）美中区负责人葛庭燧（曾任中国科学技术大学教授，刚去世不久）写来的信，他在信中同时转来 1949 年 5 月 14 日曹日昌教授（中共党员，当时在香港大学任教）写给钱学森的信，转达即将解放的祖国召唤他返国服务，领导新中国航空工业建设之切切深情。这时钱学森还看到周培源给林家翘的信，得知解放前夕解放军占据北京西郊的良好境况。也见到在加州理工学院当研究生的罗沛霖（曾经以非党技术人员身份在延安工作过），他认为钱学森回国为解放了的祖国服务的时候到了。钱学森遂加紧了回归祖国的准备，以便实现他多年的夙愿。他对妻子蒋英说："祖国已经解放，我们该回去了。你现在正怀孕，行动不便，等孩子生下来，我这个学期的书刚好教完，那时我们就回祖国去。"

但这时美国正值麦卡锡主义横行，全国掀起了一股要雇员们效忠政府的歇斯底里狂热。几乎每天都发生对大学和其他机构进行审查或威胁性审查的事件，加州理工学院也未幸免。20 世纪 30 年代，钱学森由 F·J·马林纳介绍，曾参加过当时加州理工学院的马列主义学习小组，也结识该小组的书记、化学物理助理研究员 S·威因鲍姆（Weinbaum）。小组曾学习过恩格斯的《反杜林论》；每星期例会常讨论时事，主题是反法西斯和人民阵线；小组还参加过美国共产党书记 E·白劳德（Browder）的几次讲演会。这时马林纳已逃到法国，威因鲍姆被捕下狱，于是怀疑落到钱学森头上。

1950 年 6 月，两名美国联邦调查局的人来到钱学森的办公室，指出钱学森 20 世纪 30 年代在加州理工学院的几位朋友都是共产党员，而威因鲍姆家的聚会实际上是共产党的小组会议。在 1938 年小组的一份成员名单里，有一个叫约翰·德克尔（John Decker）的名字。于是，他们指控钱学森化名约翰·德克尔，是共产党员，属非法入境。他们还要求钱学森提供证据，指证威因鲍姆是共产党员。钱学森义正严词地驳斥了这些指控，说他从没有听说过约翰·德克尔这个名字。钱学森更不愿为联邦调查局作证，指控威因鲍姆是共产党员。当年联邦调查局的报告这样写道："钱学森说，作为一名科学家，他只能根据事实来判断一个人的价值或忠诚，这些模糊的事实无法确认一个人的忠诚或政治信仰，据此，他无法对别人进行臆测"。钱学森的强

硬态度使美国当局大为恼火，1950 年 7 月，他们取消了钱学森参加机密研究的资格，移民局要驱逐(deport)他出境。钱学森当即决定以探亲为名回国，并订了飞往香港的加拿大太平洋航空公司的机票，准备一去不返。蒋英则雇了一家包装公司，将他们的家具行李，特别是书籍和资料打包装箱，准备托运回国。但是，美国国防部认为钱学森太有价值了，他们不能放他回共产党的中国，美国五角大楼(即国防部)海军部副部长金贝尔(Dan A. Kimbeel)在获知钱学森要离美回国以后，立即给司法部打电话说："无论如何都不要让钱学森回国。他太有价值了，任何情况下都抵得上 3～5 个师的兵力"。所以莫须有的罪名接踵而至：海关扣压了钱学森的所有行李，污蔑他企图携带"机密资料"出境，触犯了"出口控制法"，勒令他不准离境。尽管钱学森声明，所有带机密性质的东西都锁在办公室的保险柜里，钥匙已交给克拉克·米尼肯(Clark Millikan)，他带走的都是个人物品，他的笔记本、讲义手稿、公开资料等，所谓机密性质的蓝图和密码本，只不过是他手稿中的草图和对数表。但也无济于事，司法部还是签署了逮捕钱学森的命令。

1950 年 9 月 7 日，听到敲门声，产后刚刚满月的蒋英抱着女儿永真把门打开，门口站着两个陌生的彪形大汉，口称要找钱学森。蒋英看来者不善，未让他们进屋。钱学森从书房出来，问什么事，并在门口和陌生人说了几句话，他们向钱出示了逮捕令。于是钱学森转过身，用平静的口气对妻子说："他们让我跟他们走"。蒋英立即明白是怎么回事了。她给钱学森拿了洗漱用具，抱着哇哇哭叫的女儿，用愤怒的目光，看着丈夫被人抓走。

钱学森被捕以后，蒋英面前剩下的是一个刚满周岁满地爬着的儿子永刚和一个襁褓中的女儿永真，房屋四周则布满了联邦调查局的特务。这位处于敌人营垒中的中国女性没有掉一滴眼泪，也没有被吓得手足无措，她立即拨通了加州理工学院校方的电话，告诉他们钱学森被捕的消息。

加州理工学院的同事们听说钱学森被捕，感到极大的震惊，他们都不相信罗列在这位正直科学家头上的罪名，并冒着风险，向蒋英伸出援助之手。校长李·杜布里奇(Lee DuBridge)去华盛顿为钱学森游说，弗兰克·马布尔(F. Marble)让妻子奥拉·李·马布尔(Ora Lee Marble)代蒋英在家照看孩子，而马布尔本人则开着车带蒋英去寻找愿为钱学森辩护的律师。朋友们很快打听到钱学森被关在洛杉矶以南一个叫特米诺岛(Terminal Island)的联邦调查局的监狱里。经过努力，蒋英被允许探监，还是马布尔为她开车。蒋英来到这所戒备森严、岗哨林立、荷枪实弹、周围拉着通电铁丝网的"自由王国"中的地狱。好心的马布尔看到这种情况，心里发怵，他小声问蒋英怕不怕。蒋英说：不怕，她小时候在中国，就到南京国民党监狱去探视过她的父亲(1930-1932 年蒋介石曾把蒋英的父亲蒋百里关押在南京监狱)。蒋英看到钱学森被关在一间昏暗的小牢房里，脸色苍白，面容憔悴，几天时间已被折磨得不成人形。和他说话，他不回答，只能把脸绷得紧紧地点头示意。蒋英心里十分难过，她知道，丈夫已失去了语言的能力。于是她不再多说什么，仅只告诉他："该办的事情我都在办"。钱学森点点头。狱警催促时间已到，蒋英只得匆匆离去。

经加州理工学院朋友们的抗议和多方努力，15 天后钱学森被保释出狱，赎金 1 万 5 千美元。这在当时，是一个不小的数字，与那时一般 1 千或 2 千美元的绑架案相比，钱学森案件可谓大案。他又是一位著名科学家，帮助他的朋友之中，多有社会名流。因此钱学森事件在当年曾引起美国社会不小的轰动，新闻媒介争相报道。

出狱几天以后，钱学森才慢慢恢复语言能力，他对那段日子不堪回首。说他作为要犯，被关在单人牢房，不准与别人接触，不准说话，监狱里空气浑浊，伙食极差。更令人不能忍受的

是，夜间每隔10分钟狱警“啪！”一声把电灯打开，察看他是否确在，弄得他整夜不能入眠。15天的时间，他的体重减轻了30磅。

出狱后他仍无人身自由，在美国羁绊达5年之久。联邦调查局和移民局根据麦卡锡法案，继续对他进行监视和跟踪。按规定每个月他必须到移民局去报到一次，以证明他没有逃离美国。而且圈定他的活动范围只能在洛杉矶，越雷池一步，都要向移民局申报。其间，联邦调查局和移民局为查清钱学森是否共产党员，还多次举行所谓的“听证会”，对钱学森进行审讯。然而，在听证会上，他们拿不出一件确凿的证据。雇用的两名证人像两个傻瓜，被钱学森反问得语无伦次。一会儿说：“他就是约翰·德克尔。”一会儿又说：他们“不认识”钱学森。检察官是一个极端反共的家伙，他在一连串例行提问以后，突然问钱学森忠于什么国家的政府。律师抗议说：“这个提问对澄清钱学森案没有直接的意义”。但法官裁定：“抗议不成立”。于是钱学森略作思考，回答说：“我是中国人，当然忠于中国人民。所以我忠心于对中国人民有好处的政府，也就敌视对中国人民有害的任何政府。”检察官追问：“你说的‘中国人民’是什么意思？”钱学森答：“四亿五千万中国人”。检察官紧逼不放，说：“这四亿五千万人现在分成了两部分，那么我问你：你是忠于在台湾的国民党政府，还是忠于在大陆的共产党政权？”钱学森答：“我认为我已经说过我忠于谁的原则了”。检察官再问：“你在美国这么长时间，你敢发誓说、你是忠于美国政府的吗？”钱学森答：“我的行动已经回答了这个问题，在第二次世界大战中，我用自己的知识帮助美国做事”。检察官穷追不舍，又问：“你现在要求回中国大陆，那么你会用你的知识去帮助大陆的共产党政权吗？”钱学森毫不示弱，说：“知识是我个人的财产，我有权要给谁就给谁”。检察官又说：“那么你就不让政府来决定你所应当忠心的对象吗？”这一下钱学森可抓住了他的把柄，义正严辞地回答说：“不，检察官先生，我忠于谁是要由我自己来决定的。难道你的意愿都是美国政府为你决定的吗？”检察官狼狈不堪。美国新闻记者则在报纸上惊呼：被审讯的不是钱学森，而是检察官！然而在科学和教育界，正直的科学家和教授们都深信钱学森是无辜的，几所著名的高等学府争相聘他为教授。最后，他还是接受了加州理工学院的好意，继续在那里任教，并将自己的科研方向，转向不带机密性质的理论工作，即工程控制论和物理力学等。

在这5年的漫长岁月里，钱学森在精神上受到极大的压抑。联邦调查局的特务日夜监视着他，监听他的电话，拆检他的信件。他们还不时打来电话，假装找人，或走错了门来核查他是否确在，经常对他家进行骚扰，使他不能安心工作和休息。一次，一个联邦调查局的特务敲开了钱家的门，他一眼看见钱学森，便立即表示歉意，“啊，对不起，先生，我找错门了。”钱学森冷冷地说：“你没有错，先生，我在家好好的，你大可放心了。”他刚转身要走，钱学森又说：“我想，干你们这一行的，应该学得聪明一些，怎么能用欺骗小孩子的办法来对付一位教授？”特务满脸羞愧，匆匆而去。有时联邦调查局的特务又假装成记者，“跟踪采访”钱学森，企图从他嘴里套出点什么。对付这一招，钱学森也有自己的“锐利武器”。一天，一个鬼鬼祟祟的人跟踪钱学森，声称他是当地一家报纸的“记者”，要求采访钱学森出狱后的工作和生活情况。钱学森并不正面回答他的问题，只说：“我没听说过这家报纸，也从来不读那些低级趣味的报纸。”一句话噎得“记者”张口结舌，半天说不出话来。钱学森晚年曾说：“当年我对那些特务毫不客气，总是骂得他们抬不起头。他们知道我的厉害以后，再不敢接近我，只得站得远远地监视。”

1955年5月，钱学森夫妇从一张海外华人的报纸上看到关于中国五一节的报道，其中有他们所熟悉的陈叔通和毛主席等党和国家领导人一起站在天安门城楼上，检阅游行队伍的消息。钱学森的父亲钱均夫在杭州《求是书院》读书和教书时就认识陈叔通，两家人可谓世交。这消息使他们十分激动。于是他们商量如何能和陈叔通老先生取得联系，营救他们回国。他

们给陈叔通写了信，请求祖国帮助他们早日回国。

1955年6月的一天，钱学森和蒋英带着书信，来到一间小咖啡馆，钱学森在门外和特务纠缠，机敏的蒋英立即溜进咖啡馆，将给陈叔通的信，夹在给比利时的妹妹蒋华的家书中，投进了邮筒。信寄到比利时，蒋华则将这封不同寻常的信平安地转寄到国内。陈叔通先生收到信的当天，就把它送到周恩来总理手中。1955年8月1日，中美大使级会谈在日内瓦开始。周总理立即指示王炳南大使，以钱学森这封信为依据，与美方进行交涉和斗争。尽管会谈开始时美国大使U·艾里克西斯·约翰逊(U. Alexis Johnson)矢口否认美国政府扣留了任何中国公民，并不肯提供在美国的中国侨民和留学生情况。但当王炳南大使拿出钱学森的信，并当场宣读以后，约翰逊哑口无言了。在这种情况下，美国政府才不得不允许钱学森离美回国。8月5日，钱学森接到美国政府的通知，说他可以回国了。当钱学森夫妇接到这一通知时，其高兴心情是可以想象的，他们立即去买机票或船票。当他们听说最快启航的克里夫兰总统号(President Cleveland)远洋船只剩下三等舱船票时，他们的决定是，不管几等舱船票，只要能早日离美回国就行。

这一天终于盼到了。1955年9月17日，钱学森一家登上了克里夫兰总统号轮船，加州理工学院及喷气推进实验室的朋友们赶到码头欢送他们。码头上挤满了送行的人群和采访的新闻记者。钱学森这一天心情很好，愿意回答记者的提问，记者们七嘴八舌提了一连串的问题，无非是他为什么会被关押；回国以后有什么打算等等。他不可能一一回答，便说："我很高兴能回到自己的国家，我不打算再回美国，我已经被美国政府刻意地延误了我回祖国的时间，个中原因，建议你们去问美国当局。今后我将竭尽努力，和中国人民一道建设自己的国家，使我的同胞能过上有尊严的幸福生活。"听众们注意到，他特别加重了"尊严"(dignity)一词，这其中蕴含了多少内心的痛苦和磨难！由于人群拥挤，一些朋友甚至无法走近他们，作最后的道别，钱学森一家只好在甲板上向他们挥手致意。应记者的要求，他们在甲板上照了相。然而照完相，美国当局却向钱学森宣布，他在旅途中不能离船，否则他们将不能对他的人身安全负责。钱学森当然理解这些威胁性语言的含义，所以，在船上他仍被当作犯人对待。船到公海，同船归国的中国留学生们(约20几人)都来看望钱学森一家。他们认为，像钱先生这样的世界著名科学家坐三等舱是很不合适的，于是联合起来向船长提出抗议。船长迫于无奈，才在日本的横滨将钱学森一家从三等舱换到头等舱。中途，船到菲律宾的马尼拉港口靠岸，一群记者拥向甲板，采访钱学森。一名记者问钱学森究竟是不是共产党员。钱学森理直气壮地回答说："共产党员是无产阶级的先进分子，我还没有资格当一名共产党员呢！"那些记者讨了个没趣，知道从钱学森嘴里捞不到什么东西，都灰溜溜地下船了。

1955年10月8日清晨，经过二十几天的海上航行，略感疲倦的钱学森睁开双眼，隔着舷窗的玻璃，看到太平洋彼岸的巨大岩石渐渐影人眼帘：克里夫兰总统号正慢慢驶人香港。他一下子兴奋起来。而祖国和人民也热切地盼望他的回归。为了钱学森和这一批中国学者及留学生的安全，中国政府通过设在香港的中国旅行社与香港当局联系，派驳船直接到海上去接钱学森等一行人，把他们安全地送到九龙登岸。当他们来到九龙，准备搭乘火车到深圳时，一大群猎奇的记者等候在候车室，簇拥着要求采访他。英国殖民警察虽层层设防，但终究挡不住记者的人流。钱学森急于回乡，真不想搭理他们，但又无可奈何。

记者：钱先生，你什么时候开始被监禁的？

钱：怎么，你不知道这个？

记者：你的书籍和行李都带回来了吗？

钱:大部分。

记者:为什么会被查扣?

钱:你应该去问美国当局。

记者:所有在美国的中国留学生都希望回国吗?

钱:你应该明白这一点。

记者:你能告诉我们,你有哪些朋友还未获释?

钱:这是美国当局的事,我不想回答这个问题。

记者:美国领事馆有人来问你什么吗?

钱:你为什么不自己去问问美国领事馆?

记者:你何时和太太结婚的?

钱:这个问题离题了。

记者:你的儿女出生在美国吗?

钱:是的。

记者:如果你的儿女出生在美国,那么他们是美国公民吗?

钱:这个你可以自己去查。

记者:你儿女会说中国话吗?

钱:这是我个人的家事,我拒绝回答。

一位香港记者用英语问了一个问题。

钱:我想每个中国人都应该讲中国话。

记者:我只会讲广东话和英语。

钱:我想普通话在中国用得很普遍,而你是中国人,应该学会讲普通话呀!(众笑)

对于这帮记者,钱学森后来说:"同样的问题,同样的心态,一如我在洛杉矶上船那天碰到的记者一样。我和这些人没什么可谈的"。当这些失望的记者终于消失之后,他们才继续上路。火车载着钱学森一家和同船归国的中国学者及留学生们到达深圳。他们被香港的殖民地警察"押解"走过一座小桥,对面的海关小楼上,五星红旗在向他们招展,广播里传来了欢迎他们归国的贺词。越过一个铁栅门,他们才算真正回到祖国大陆的怀抱。

这就是钱学森回国的曲折经历。他热爱祖国的赤诚之心,对天可表。

5 以献身科学的精神,敢于和善于攀登科学的顶峰

要想成为一个著名的科学家,必须具备献身精神,要有献身于科学事业的决心,敢于攻关,不畏艰险。而不能投机取巧,走捷径。

钱学森在开始他的科学生涯时,就下定了献身科学事业的决心。他的博士论文,选择的是高速气动力问题,这在当时就是一个很难的课题。当时飞机的速度日渐增加,压缩性效应(马赫数效应)越来越显著,而压缩性直接影响飞行体表面的摩擦阻力。同时当马赫数很高时,在边界层内滞迟的气流将会对表面有很高的热量传送。钱老的研究是从空气动力学开始的,他和冯·卡门合作,研究可压缩流体中的边界层问题。冯·卡门开始给钱学森的建议是用 Mises 变换,然后根据不可压缩的解进行迭代。钱老并没有按照老师的建议做一下迭代的运算,然后交卷完事,而是从一开始就收集和阅读了大量参考文献,写了 450 页笔记,改正了前人很多不足的地方,然后才整理他的论文,这是钱老博士论文的第一篇。当然,论文的第二篇就提出了

著名的卡门—钱公式，这是在那个时代，设计飞机时，计算作用在机翼上的各种力(如升力、阻力、升阻比等)唯一正确的与实际符合的公式。这一公式从30年代到40年代，再到50年代，用了几十年，直到计算机发展起来，并用于飞机的设计计算为止。

钱学森虽然发展了前人的成就，但他又十分尊重前人的成果，每篇论文后面都详细列出参考文献，绝不贪占别人的成果。钱学森认为，每做一个课题，都要认真做文献调研，仅仅知道在哪里可以找到所需资料是远远不够的，必须切实消化并掌握它们，变成刻记在自己脑海之中，可以反复思考，随时调用和加工的东西。

接着，钱学森将他的科研方向转入固体力学的研究，这是当时航空工业发展中一个迫切需要解决的问题。因为早年的飞机都是木质结构，外加蒙皮。随着飞机速度的提高，这样的结构显然是不行的，于是出现了全金属结构的飞机。但是，金属结构在高速飞行的情况下，由于气动力加热，会出现各种问题。所以钱学森又来攻克这一难题。但这方面的问题很困难，需要有科学的勇气，加上坚忍不拔的努力。比如，钱学森研究薄壁扁壳(针对飞机)和薄壁圆柱壳(针对火箭)的失稳问题。这是一个十分困难的非线性问题，前人也做过许多工作，但其理论结果与实验之间有很大差距。钱学森为攻克这一难题付出了艰辛的劳动，仅现在收集到的手稿就有800多页，而最后发表在《航空学报》上的论文只有10页。钱学森在做完这个课题以后长长地舒了一口气，因为他在存放手稿的档案袋上用红笔写了一个英文字："Final!"但他立即认识到，在科学上没有什么认识是最后的，所以又立即写下："Nothing is final"。

钱学森在美国从事的另一项重要工作是火箭导弹的研究。这是20世纪30年代的事。大家知道，在那个时候，研究火箭是登不上科学的大雅之堂的，也属于斜门歪道。因为那个时代，研究火箭常常和宇宙飞行这样一些科幻联系在一起。所以，作为一名科学家，把火箭问题作为一个严肃的课题进行研究，在当时是冒着很大风险的，没有一种向未知领域和传统观念挑战的勇气是做不到的。事实上当时加州理工学院火箭研究小组在开始时只有5个人，这个小组是F.J.马林纳倡议成立的。钱学森在晚年回忆说："马林纳这个人很聪明，小组的其他几个人动手能力也强，但他们理论上不怎么样，于是找到我，要我帮助他们解决一些理论计算问题，就这样我参加了火箭小组的工作"。

小组成立起来，最大的困难是得不到理解和经费支持，同事们把他们看成一帮"怪人"，他们只好靠打工挣来的钱购买二手材料制做火箭。后来气象专业的一位研究生Weld·阿诺德(Arnold)表示可以给小组提供1000美元，条件是允许他进行拍照。在今天看来，这微不足道的1000美元，却成为美国火箭研究小组的第一笔启动资金。得到这笔钱以后，大家立即着手开展工作。钱学森首先对火箭研究的文献进行调研和分析计算，于1937年5月29日向小组提供了一份研究报告，解决了火箭设计中遇到的几个理论问题。报告的内容包括：燃烧室中的温度、火箭的理想效率、燃烧产物膨胀不足和过度膨胀对火箭效率的影响、燃烧喷咀设计、发动机推力的计算等。这份报告被收进他们的火箭研究课题选集，该选集被小组成员称为他们的"圣经"。到6月份，小组的工作得到冯·卡门的支持：允许他们利用学校实验室的设备进行试验。但是，随后的试验多次失败，并给校园造成了许多灾难性的损失。火箭试验时产生的腐蚀性气体使许多仪器的金属表面氧化，有一次爆炸差一点使马林纳丧生，污染性气体弥漫着办公楼的许多房间，呛得人喘不过气来。冯·卡门不得不把他们赶出屋去，全校师生从此戏称他们是一个"自杀俱乐部"。但是，"自杀俱乐部"的成员们并未因此而灰心丧气，他们把设备搬到市郊一个名叫阿洛约·塞科(Arroyo Seco)的干涸的河床上进行试验，这里后来发展成为著名的喷气推进实验室(JPL)，是美国火箭的摇篮。

钱学森勇于创新，敢于向传统观念挑战的勇气，在这些科研工作中得到了充分的展现。

6 严肃认真、严谨细致、一丝不苟是钱学森一贯的作风，一生的作风

这也可以说是科学家们的共同特点。钱老治学的严谨作风，从山西教育出版社2000年出版的《钱学森手稿》(1938—1955)一书中可见一斑。比如钱老做火箭发动机燃烧室不稳定燃烧问题研究时，其数据计算得非常精细，有的长达8位。要知道，这样繁重的计算在当时是靠拉计算尺得出的，到后来才有一台手摇电动计算器。其工作之认真艰辛，不言而喻。从钱老的手稿可以看出，他做学问总是一丝不苟，公式推导十分严谨，列表制图极为规范。他的字写得工整、清秀，很少出现差错，即使有修改，那也是改得清清楚楚，一目了然。

钱学森的认真精神，也有他的特点，那就是他认真起来，毫不讲情面。因为他认为，科学是来不得半点虚假的。在我国"两弹一星"事业中，周总理提出"三高"标准，即"高度的政治思想性、高度的科学计划性和高度的组织纪律性"，以及"严肃认真，周到细致，稳妥可靠，万无一失"的要求。钱学森在领导我国导弹航天事业中，总是严格按照周总理的要求办事，从不放过试验中的任何一点差错。他主持国防部五院的技术工作，在总结"东风-2号"第一发的经验教训时提出"把故障消灭在地面"的原则，它已成为一代航天人研制和试验工作的行为规范。所以每次试验，对测试中出现的任何一个疑点，他都要打破沙锅问到底，紧追不放，一直到真正把问题搞清楚，把故障排除，或对出现的异常现象作出科学的、有试验根据的合理解释他才肯罢休。当年在基地搞试验的一位老同志说，在一次发射前的测试中，他向钱老汇报氧化剂的加注活门有点漏气。钱老立即问："有多大点漏气，你们测试过没有?"答："没有"。于是钱老严肃地说："你马上回去测，测试清楚了再向我汇报"。经过测试，每分钟一个小气泡，这个指标在允许的范围之内。于是再去向钱老汇报，他才点头认可。类似的事在当时的研制和发射试验中是很多的，他当年在基地一呆就是一两个月，大大小小的事情他都得过问。在钱老的《工作手册》中，每次试验他都有详细的记录，甚至把大大小小的异常或故障列出表格，一一落实解决。对已经解决的问题，他注上："已换"或"已重新调试，可用等"。尚未解决或落实的问题，他在表格中用红笔作个"*"号，并注明已指定谁协调解决。

由于钱学森的严肃认真、严谨细致、一丝不苟的作风，带动和培养了一大批人，周总理提出的"三高"标准，成为一代航天人的优良传统和作风。所以在那个时代，虽然我们的技术条件比美国、苏联落后很多，但我们的成功率确比他们高得多。

7 优秀的共产党员，科技界的一面旗帜，全党学习的典范

钱学森1959年入党。他是我党的一面旗帜，全党学习的典范方面的事迹确鲜为人知。所以在这里我要最后介绍一下他这方面的事迹。而他这方面的品德与他科学上的成就也是密切相关的。

(1) 对金钱的态度。钱学森一生对金钱看得很淡漠。他当年放弃在美国的优厚条件，坚决要求回到各方面都还十分落后的祖国，就是为了和祖国人民同呼吸、共患难，用他的知识和智慧建设国家，使祖国强大，人民幸福。值得庆幸的是，钱学森用他的行动，实践了自己的愿望。

他回国以后，完全靠自己的工资生活，以今天的标准看，那时的工资是很低的，一级教授一

个月 300 元多一点，而且是几十年一贯制。除了工资之外，他还有一些稿费收入，晚年也曾得到过较大笔的科学奖金。但他把自己这一生所得几笔较大的收入统统捐了出去。这包括：钱学森著《工程控制论》1958 年中文版稿费（千元以上，这在当时是一笔很大的收入）捐给了中国科技大学力学系，资助贫困学生买书和学习用具；1962 年前后，钱学森著《物理力学讲义》和《星际航行概论》先后出版，稿酬有好几千元，这在当时简直就是一个“天文数字”。那时还处在“三年经济困难”时期，人人都吃不饱肚子。钱学森及其家人和全国人民一样，也是勒紧裤带过日子。但是，这么一大笔钱并没有使钱学森动心。当他拿到这两笔稿费时，连钱包都没打开，转手就作为党费，交给了党小组长。

1978 年钱学森又交了另一大笔党费。当时“文化大革命”刚刚结束，开始落实各方面的政策。钱学森的父亲钱均夫老先生原在国务院文史委员会上班，1969 年去世。但因“文化大革命”的冲击，从 1966 年起就不发工资了。所以，钱均夫老先生在去世前三年未领到一分钱工资。到 1978 年落实政策时，给钱均夫补发了 3000 多元的工资。然而，钱老先生已经过世，钱学森作为钱均夫唯一的儿子，自然有权继承这笔报酬。但是钱学森认为，父亲已去世多年，这笔钱他不能要。退给文史委员会，人家拒收，怎么办？钱老说，那我只有作为党费交给组织。所以这 3000 多元也交了党费。

除此之外，1982 年钱学森等著《论系统工程》一书，钱学森本人所获稿费捐给了系统工程研究小组；1994 年钱学森获何梁何利基金优秀奖 100 万港元，这是一笔相当大的奖金。这 100 万港元的支票甚至都未经过他的手，他就写了一封委托信，授权王寿云和我，代表他转交给促进沙产业发展奖励基金，捐给了我国西部的治沙事业。直到我写此文的时间为止，他这一生的几笔大的收入，统统都捐了出去。即使在平时，他和别人联合署名发表文章时，他总是把稿费让给别人，说：“我的工资比你多，此稿费就请你一人收下吧！”钱老对待金钱的态度，读者自己可以由此得出结论。

(2) 对地位的态度。钱学森这一生曾任国防部第五研究院院长、副院长，第七机械工业部副部长，国防科委副主任，国防科工委科技委副主任，直到中国科协主席、全国政协副主席等要职，其地位不可谓不高。但一般人不知道，钱学森对这些“官位”一点也不在意。要不是工作的需要，他宁可什么“官”也不当。他常常说：“我是一名科技人员，不是什么大官，那些官的待遇，我一样也不想要”。所以，他从不爱出席什么开幕式、闭幕式之类的官场活动，只喜欢钻进科学世界，研究学问。在这方面若有所得，就十分高兴。他常说：“事理看破胆气壮，文章得意心花开”。

人们常常不明白，在国防部五院，钱学森为什么是先任院长，后任副院长？其实，这就是钱学森和一般人的不同之处。1956 年，他向中央建议，成立导弹研制机构，这就是后来的国防部第五研究院，钱学森担任首任院长。但随着导弹事业的发展，五院规模的扩大，钱院长的行政事务也越来越多，比如连人员的住房分配，食堂和幼儿园的建设等都要他亲自过问，但这并非钱学森之所长，与此同时，又有大量技术问题等待他去解决和处理。在这种情况下，他不得不向领导提出，免去其院长职务。周恩来、聂荣臻也很快注意到这种情况，他们接到钱学森的请辞报告后，果断决定，配备强有力的行政领导，解决大量行政、后勤事务，把钱学森从这些繁杂事务中解脱出来，让他集中精力思考和解决重大技术问题。于是 1960 年 3 月，国防部任命空军司令员刘亚楼兼任五院院长，空军副司令员王秉璋任五院副院长，主持常务工作。后来，王秉璋又改任五院院长。从此钱学森只任副职，由国防部五院副院长，到七机部副部长，再到国防科委副主任等，专司我国国防科技发展的重大技术问题。钱学森对这种安排十分满意。他

考虑的是科研工作，而不是自己因此会失去什么权力，降低什么待遇。这种精神贯穿在他的一生之中。

1981 年，当钱学森刚满 70 岁时，他立即给张爱萍写报告，说他年纪大了，比他年轻的人也都成长起来，他恳请组织上免去他国防科委副主任的职务，并要求退休，还推荐了三位可以接班的人。张爱萍接到钱老的报告以后找他谈话说：国防科委很快要和国防工办合并，成立国防科工委。考虑到你的意见，可以不再任命你担任国防科工委副主任，但是我们的国防科技事业还需要你，你不能退休，将成立国防科工委科学技术委员会，给科工委领导作科学技术的参谋，重大科研项目先由科技委的专家们论证，提出方案，再报请科工委领导批准实施，所以还要请你在科技委继续工作。这样，钱老又在科技委干了 5 年。到 1986 年他满 75 岁，又主动给领导打报告，请求免去他科技委副主任的职务。到 1987 年才批准他从国防科研的领导岗位上退下来，并被聘为科技委高级顾问。

他出任中国科协三届主席的经历也是曲折的。大家知道，科协是 5 年一届，而周培源从 1980—1986 年担任了 6 年的主席。为什么周老干了 6 年？就是因为主席的人选达不成一致。大家一致推选钱学森为三届主席，可是钱老坚决不干。记得 1985 年科协二届第五次全国委员会，一致通过建议，由钱学森任三届主席，他个人还是不同意。一直到闭幕那天，在京西宾馆开闭幕大会，请钱老(他是副主席)致闭幕词。闭幕词的稿写好了，送给他审阅。他看了稿子以后表示，这个稿我原则上同意，但最后要加一段话，让我向大家说明，我不能出任三届主席的理由。如果你们同意加这段话，我就念这个稿子，如果你们不同意，我就不念，请别人致闭幕词。科协的同志只好表示："钱老，您念完这个稿子，可以讲一段您个人的意见，但不要正式写进这份讲稿"。于是钱老同意致闭幕词。我参加了那天的大会，我记得当时的情景是：当钱老说明他不适合担任下届主席时，会场上连续地鼓掌，使他没法讲下去。有人站起来插话说："钱老，这个问题您个人就别讲了"。大家对他的插话又热烈鼓掌。后来方毅、杨尚昆、邓颖超都出面找他谈话，劝他出任科协三届主席。

由于这样一些工作，钱老才担任了一届科协主席。如果不是大家这么一致地做工作，钱老是绝不会要这个名的。1991 年，当他任期满了以后，在换届时，他坚决不同意连任，并推荐比他年轻的人担任下届科协主席。

关于全国政协的职务也是这样。大家知道，钱老是全国政协第六、七、八届副主席。当然，第六届他并不是换届时选进的，而是中间增补进去的。他在七届任满时，就给当时政协的负责人写信，请求不要在八届政协安排他任何工作。信的全文如下。

李先念主席、宋德敏秘书长：

4 月 15 日上午我在 301 医院得见洪学智副主席，他嘱咐我要注意休息，切莫活动过多。我当即向洪副主席报告，我早已上书先念主席，请求免去我在全国政协的事，后在一次全国政协主席会上，先念主席答应此事在换届时解决。现在正在进行政协全国委员会换届工作，故我再次提出请求，不要再在八届全国政协安排我任何工作。这是我身体条件的实况。

谨此报告。并致

敬礼！

钱学森

1992.4.20

但是这个报告没有被批准,直到1998年全国政协八届换届时,钱老才从全国政协的位子上完全退下来。

读者从这些事实中看到,钱学森是从来不要什么地位的。

(3)钱学森对待荣誉的态度。由于篇幅所限,关于这个问题只讲两件事。

第一件是关于"院士"的荣誉称号问题。我想目前在中国,从事科研工作的,都想争取一个荣誉称号:"院士",或中国科学院院士,或中国工程院院士。这个称号在1994年以前叫"学部委员"。然而,大家不知道的是,钱学森在1988年和1992年曾两次给时任科学院院长的周光召写信,请求免去他学部委员(即院士)的称号。这里只引用1992年的信,全文如下。

本市三里河中国科学院

周光召院长:

近得1992年第6次学部委员大会通过并经国务院同意的《中国科学院学部委员章程(试行)》,看到其中第24条说学部委员可以申请辞去学部委员称号。您是知道的,我前几年即有此意。近日来,更因年老体弱,已不能参加集会作学术及其他活动,故已不能完成中国科学院学部委员的任务。据《章程》规定及个人情况,特申请辞去我的学部委员称号。

以上请您批办。

此致

敬礼!

钱学森

1992.9.21

信发出以后,钱老告诉我,在一次学部大会执行主席会议上,周院长和严老(严济慈)一起做他的工作。周光召说:"钱老,学部委员不是个官位,是大家选的,不是我任命的。我无权批准您的请辞报告"。严老说:"我们主席团讨论了,大家一致不同意您的请辞报告"。

第二件事是1991年授予他"国家杰出贡献科学家"荣誉称号的情况。1991年钱老满80岁,正好这一年中国科协要换届,从此,钱学森要退出所有一线科技工作。为了表彰他这一生对我国科学技术事业的贡献,中央酝酿授予他荣誉称号。但整个酝酿过程钱学森一无所知,授奖仪式在10月16日举行。当一切准备就绪之后,在10月10日这一天才向他本人报告。对于这么高的荣誉,钱学森本人的态度十分冷静,决不因此而忘乎所以。其证据之一是他在授奖仪式上的著名讲话:他并不激动;二是授奖仪式之后,新闻媒体上出现了一个宣传钱学森,学习钱学森的高潮,一些著名科学家,比如钱三强、王大珩、张维等都接受记者采访,谈学习钱学森的体会,航天部,国家科学技术委员会和科学工业委员会等单位也作出向他学习的决议。在这几天,我也忙得不亦乐乎。一天上午,钱老把我叫到他的办公室。第一句话就是:"你怎么还在忙啊?我们办任何事,都应该有个度。这件事(指对他的宣传报道)也要适可而止。这几天报纸上天天说我的好话,我看了心里很不是滋味。难道就没有不同的意见,不同的声音?"我立即回答说:"钱老,既然您说到这里,那么,我如实向您报告:我也听到一些不同意见。有的年轻人说,怎么党的知识分子政策都落实到钱学森一个人身上了?"钱老立即说:"你说的这个情况很重要。说明这件事涉及到党的知识分子政策问题。如果它完全是我钱学森个人的问题,那我没什么可顾虑的,他们爱怎么宣传都行。问题是在今天,钱学森这个名字已经不完全属于我自己,所以我得十分谨慎。在今天的科技界,有比我年长的,有和我同辈的,更多的,则是比我年

轻的，大家都在各自的岗位上，为国家的科技事业作贡献。不要因为宣传钱学森过了头，影响到别人的积极性，那就不是我钱学森个人的问题了，那就涉及到全面贯彻落实党的知识分子政策问题。所以，我对你说要适可而止，我看现在应该划个句号了，到此为止吧。我这么说并不是故作谦虚，要下决心煞住，请你立即给一些报纸杂志打电话，叫他们把宣传钱学森的稿子撤下来"。于是我回到办公室，立即照办，比如《光明日报》、《科技日报》等，都表示尊重钱老本人意见，明天不再见报了。有一个杂志，他们也表示尊重钱老意见，但下期的稿子，已下厂排版，有两篇回忆与钱老交往中受到教益的文章不好撤下来。打了一圈电话，我到钱老办公室向他反馈信息，当他听到那个杂志这两篇文章无法撤下来时说："这样的回忆性文章都是在一个人死了以后才发表的，我还没死，他们急什么？"我听了这话，扭头就走，赶紧打电话告诉该杂志的主编："钱老把话都说到这个份上了，天大的困难你们去想办法克服，但稿子一定得撤"。

以上是关于钱学森对待金钱、荣誉和地位的态度。他的崇高思想境界和高尚品德，使他成为一名优秀的共产党员，科技界的一面旗帜，全党学习的典范。这些品德看来和科研工作没有太大的关系。其实，一个科研人员，如果满脑子都是金钱、荣誉、地位这些东西，即使他很聪明，也成不了大器。科学是需要人们无私奉献的，古今中外，概莫如此。这里，我想引用钱老 1978 年在悼念他的执友、著名科学家郭永怀时讲的一段话："一方面是精深的理论，一方面是火热的斗争，是冷与热的结合，是理论与实践的结合。这里没有胆小鬼的藏身处，也没有自私者的活动地；这里需要的是真才实学和献身精神"。这句话既是他对亡友的深切怀念，也体现了他一生的崇高思想境界。

钱学森对近代力学的发展所做的贡献

谈庆明

(中国科学院力学研究所，北京 100080)

摘要 钱学森先生为了研究实现高速飞机和远程火箭的可能性,在空气动力学、固体力学、稀薄气体力学和飞行力学等应用力学领域做出了杰出的贡献;并且开创了喷气推进学、工程控制论和物理力学等技术科学新分支。他对近代力学以至技术科学的内涵和发展方向,发表过全面系统的论述。在这篇文章中将介绍他的主要研究成果,并对他的科学思想作一初步的探讨。

关键词 钱学森,应用力学,喷气推进,技术科学,工程控制论,物理力学

钱学森先生是国际知名的力学大师,他的许多力学著作堪称经典文献,他对近代力学以至技术科学的内涵和发展方向发表过全面系统的论述,对于指导我国实现科学和技术的现代化具有重要的现实意义。

1 留学美国的历史背景[1,2,3]

1934 年,钱学森以优异的成绩从上海交通大学毕业。大学的学习大大拓宽了眼界,他的兴趣逐渐转向了新一代的交通工具——飞机,同时他也认识到飞机在战争中的重要作用。当时的国民党政府在 1928 年设立了航空署,1934 年改称航空委员会,下面只有修理厂,而不能制造飞机。1932 年 1 月 28 日,日本飞机轰炸上海,中日空军多次空战,我英勇战士驾驶的却不是国产飞机。钱学森深切觉悟到,为了能抵御列强的侵略,中国有必要建立自己的航空工业。大学毕业后,他考取了清华学堂公费留美,专业是飞机设计。

1935 年秋,进入麻省理工学院学习航空工程。学业成绩超群,这使他感到作为一名中国人很自豪。然而,学工程一定要到航空工厂去实习,而工厂却不欢迎中国人。当他第二年取得了麻省理工学院的硕士学位后,决定追随加利福尼亚理工学院的力学大师冯·卡门(Theodore von Kármán),学习与航空工程有关的基础理论,即应用力学。

1936 年 10 月,钱学森转学到加州理工学院,开始了与冯·卡门先是师生后是亲密合作者的情谊。下面先介绍一下 20 世纪 30 年代力学研究的状况和背景。

20 世纪一开始,航空技术的发展和流体力学的研究基本上是脱节的。1903 年,Wright 兄弟实现了第一次有人驾驶的动力飞行,但流体力学家并没有给他们提供设计原则。19 世纪理想流体(即无粘性流体)力学的理论已经比较完整地建立起来,但是这个理论的第一个结论被人称之为 D'Alembert 佯谬。它说明,物体在无粘性的流体中运动,既无阻力,也无升力,理论和实际严重矛盾。只是到了 1904 年,德国的普朗特(L. Prandtl)提出了边界层理论,认为只要在紧贴物体表面的一薄层的流体中考虑粘性的作用,从而大大化简了流体力学方程,并求得了物体所受到的摩擦阻力。从此,由普朗特开创的应用力学便和航空技术紧密地结合起来,并且成为推动航空技术发展的理论基础。

如果说,20 世纪初是普朗特在德国的哥廷根开创了应用力学学派,那么到了 1930 年是普朗特的得意门生冯·卡门把应用力学从德国带到了美国。当时美国加州理工学院的校长密立根(R. A. Millikan) 从德国把冯·卡门请去,主持该校的航空工程系。在普朗特和冯·卡门那个时代,一些国家的政府已经注意到飞机的军事用途,纷纷成立航空科研机构。第一次世界大战中大规模使用了飞机,飞机性能迅速提高,从双翼机发展到单翼机,从木布结构发展到全金属结构,从敞开式到密闭式,从固定起落架到收放式起落架,飞机的升限、速度以至发动机的功率成几倍地提高。上述进步的每一项都和应用力学研究的进展紧密相关。力学大师们围绕飞机的升力和阻力的原理,系统地开展理论研究和风洞试验,为工程师们提供设计飞机外形的原则和基本数据;研究材料和结构的强度原理,提供选择材料和结构形式的依据。可以认为,当时的欧洲科学家,特别是德国的以普朗特—冯·卡门为代表的哥廷根(Güttingen)应用力学学派对于推动航空和发展力学所起的核心作用。

现在世界闻名的加州理工学院,前身是不知名的 Throop 工学院,1920 年改名为加州理工学院,简称 Caltech。1922 年,密立根担任校务委员会主席(当时未设校长一职。他因著名的测定基本电荷的油滴试验获 1923 年诺贝尔奖),他不遗余力地邀请热心培养青年的杰出人才来校担任教授。1929 年 12 月,冯·卡门接受密立根的聘请,来到 Caltech 任教。

冯·卡门刚到 Caltech 不久,便感受到那里有着广泛的自由和独立思考的气氛。同时,他也发现那里的教学基本上是死记硬背,不注意培养学生创造性的思维能力。他陆续为培养年轻的航空工程师开出一系列新课,如空气动力学、航空应用弹性理论、动力气象学基础等,讲授总是从基本概念出发,以便提高学生运用原理的能力。冯·卡门一方面努力改进教学,另一方面与航空工业界保持紧密联系,开展科学研究。20 世纪 30 年代中,美国航空界先驱 Douglas 公司、Lockheed 公司等先后在南加州落户开张。冯·卡门为 Douglas 公司的 DC-1 型飞机解决了因提高速度而发生颤振的问题,他采用了整流板,消除了形成振源的卡门涡列。他为了提高抗弯刚度,在金属板壳上加上加强筋,成功地使 DC-3 型飞机成为第一架全金属飞机。这些成就为 Caltech 在新兴飞机制造业中赢得重要地位而声名大振。

冯·卡门每周主持一次工作会议和一次学术活动,周周都开,神圣不可侵犯。在工作会议上,希望每个人都报告自己的工作,不管是教授还是学生,讨论十分活跃,说错了也不要紧。冯·卡门的指导思想显然是:所有的人都参加这个集体所从事的工程科学的原始研究,每个人的研究都是重要的工作,希望每个人都能充分发挥自己的学识和经验,并对别人作出贡献。因此这种活动极其成功,深受欢迎。

2 应用力学的研究[1,4]

1935 年冯·卡门参加第五届 Volta 会议,这次会议标志着超声速时代的开始。从此,冯·卡门的学术研究转向为实现超声速飞机而创造力学理论。1936 年,钱学森到达加州理工学院,从师冯·卡门,在上述时代背景下开始做他的博士学位论文工作。冯·卡门建议他研究与高速飞行直接相关的考虑空气可压缩效应的问题。经过 3 年时间的紧张和艰苦的工作,1939 年他完成了极其出色的博士学位论文。论文的内容丰富多采,包含四个部分。前面三个部分的工作都是冯·卡门建议做的,它们是:可压缩流体边界层;有倾角的回转体的超声速绕流以及应用恰普雷金变换求解二维亚声速流动。第四部分则是和同学马林纳合作研究的结果,内容是以逐次脉冲推进的探空火箭的飞行分析。

博士论文第一部分的内容涉及高速飞行体所受到的阻力和表面热效应。那时，人们普遍认为超声速飞行的空气阻力主要来自击波阻力，而表面摩擦阻力并不重要。至于热效应，一般认为飞行体的表面被周围空气所冷却，问题的主要困难在于飞行体周围的空气密度发生显著的变化，方程不再是线性的。钱学森采用了 von Mises 简化方程的做法，然后运用逐次迭代的解法，取得了成功，得到了有关阻力和热效应的崭新的重要结论：第一，在高速飞行中，可压缩性对表面摩擦具有重要影响，摩擦阻力大于击波阻力；第二，当飞行马赫数增大到一定数值，飞行体表面的空气薄层中所产生的热量不仅不能被忽略，而且将对飞行体起加热的作用。这一新结论十分重要，是从理论上预见了实现高速飞行将面临的一大障碍，即后人所称谓的"热障"，必须对飞行体表面采取有效的冷却或防热措施，才能实现高速飞行。

博士论文第三部分的内容是寻求计算高速飞机机翼面上压力分布的方法。在那个年代，对于亚声速流动，已有的方法只能计算机翼很薄或飞行速度较低的情况。1932 年 Demtchenko 以及 1933 年 Busemann 采用了查普雷金变换，把原来的非线性的方程化为线性方程，并将等熵关系曲线用驻点处的切线来代替，求得了翼面上的压力分布，可惜只适用於飞行速度小於 0.5 倍声速的情况。冯·卡门凭着对物理问题的洞察力，建议钱学森在求解变换后的线性方程时，不用驻点处的切线面改用来流状态点处的切线来代替等熵关系曲线，可能会得到更好的结果。钱学森的研究证明，采用来流状态点处的切线近似，果然得到更为精确的结果，而且可以把适用范围扩大到高亚声速的流动。原因在于：在流场的大部分区域，流速和声速的数值更接近于来流的数值，而不是接近于驻点处的数值。在第二次世界大战期间以及战后一个相当长的时期，上述方法被广泛用于飞机翼型的设计，这就是著名的"卡门-钱近似" 方法。

上面只是对他博士论文的第一和第三两部分作了简介，从中可以看出，钱学森刚进人力学界便写出了对空气动力学的发展起重要作用的经典文献，展示出他的过人才华。

1939 年 6 月，钱学森获得航空与数学博士学位，接着留校担任助理研究员，直到 1944 年。在这段时间里，先从事薄壳稳定性的研究，1940 年结束了这项研究，并撰文发表，算是出了师。此后，钱学森逐渐成为冯·卡门的得力助手，并最终发展为亲密合作者。

在 1939—1953 年这十多年的时间里，钱学森在应用力学领域中，紧密联系高速飞行，为突破"声障"和"热障"所面临的前沿难题，几乎全方位地进行探索，并做出重大贡献。下面将介绍他在薄壳稳定性、跨声速流动以及稀薄气体力学等三个方面的研究工作。

1939 年，钱学森获得博士学位后，开始对薄壳的失稳问题发生了兴趣。当时第二次世界大战已经开始，各国正在设计和制造全金属薄壳形式的飞机。薄壳结构的强度高而重量轻，当其所受载荷超过一定数值时，壳体会发生皱瘪而失效，称之为屈曲。设计师需要知道发生屈曲的临界载荷的大小，可是经典线性理论给出的数值却远高于试验值，只能依赖从相当分散的试验数据中整理得到的经验关系。为了解决上述矛盾，理论上必须考虑大挠度的影响，数学上遇到求解非线性方程的困难。在深人研究这一问题之前，钱学森首先对前人工作做了系统总结，剖析前人理论的优缺点，利用了当时可能得到的实验数据，认为应该从考虑有限挠度的弹性屈曲理论人手，采用能量法求取屈曲临界载荷。

钱学森首先研究球壳失稳问题。他认为经典理论之所以失败，在于没有考虑到，在加载过程中球壳除了保持球形位形以外，还可能存在位能更低的其他位形。壳体在受到外界干扰时，会从球形位形跃变到位能较低的某个位形。他认为，有必要区分经典线性理论所给出的"上"屈曲载荷以及壳体发生有限变形而屈曲的"下"屈曲载荷。前者可以在试验中小心避免不对称等初始缺陷而达到，而设计所需的临界载荷只能是后者。钱学森运用上述能量跃变原则，计算

得到的“下”屈曲载荷值确实和试验值很接近。紧接着,钱学森把能量跃变原则推广到应用更为广泛的柱壳的情况。上述研究结果很快被设计师所采用。

1940年以后,钱学森又把主要精力放在空气动力学的研究上。为突破声障,实现高速飞行,研究跨声速流场是个重要课题。他在1944年和1946年发表在NACA Technical Note上的两篇文章是跨声速流动理论的经典文献。在前一篇中他讨论了跨声速流场中的极限线;而在与郭永怀合作的第二篇中则提出了上临界马赫数的重要概念。

对于给定机翼外形,当均匀的可压缩理想气体的来流马赫数逐渐提高到达某一临界数值,飞行体附近的最大流速会达到局部声速,人称临界马赫数。钱学森和郭永怀认为:如果继续提高来流马赫数,飞行体附近出现超声速的流动区域,流场仍然会是连续的,仍然存在数学上的连续解。当来流马赫数进一步增加,突然会出现不连续的流场,并出现激波,这时的来流马赫数可称为上临界马赫数,它标志着流场从连续到不连续的突变,而前面提到的那个临界马赫数则称为下临界马赫数。应当说,真正有实际意义的是上临界马赫数,而不是以前大家关注的下临界马赫数。因而上临界马赫数这一概念的提出乃是一个重大发现。

这个重要概念的提出固然是个大胆的设想,但是要论证和计算它的存在则遇到数学求解的困难。描述运动的偏微分方程不仅是非线性的,而且流场中同时出现亚声速和超声速两个相邻的流区,数学上分别对应椭圆型和双曲型的偏微分方程。钱学森和郭永怀仔细地分析了变换中所出现的奇点的性质,正确地得到了经过解析延拓的解;并且利用超几何函数的渐近性质,克服了级数收敛缓慢的困难,得到了包括亚声速和超声速流区的整个混合流场,从而进一步确定上临界马赫数的大小。

超级空气动力学——稀薄气体力学(Superaerodynamics)这个学科最早是由A.F.Zahm在1934年提出来的。但是当时的飞机还到不了空气非常稀薄的高空,所以研究只有纯学术的意义。到了20世纪40年代中期,钱学森考虑到,远程喷气飞机的最优飞行高度估计在100km左右,那里的空气已经非常稀薄,不能当作连续介质看待,必须运用稀薄气体力学的概念和方法来指导飞机的设计。他在1946年发表在《Journal of Aeronautical Sciences》上的“Superaerodynamics——Mechanics of Rarefied Gases”一文,讨论这一流体力学新分支的基本概念和说明某些已经得到的结果,以便推动这一流体力学分支的发展。在这篇文章中他首先介绍了分子运动平均自由程l的概念,并用l与物体的特征长度L(或边界层厚度δ)之比l/L(或l/δ)形成一个无量纲常数,在由马赫数Ma和雷诺数Re构成的平面上,以l/δ为指标把该平面划分为四个区域,即:自由分子流区,过渡区(其特征是分子间的碰撞和分子与物体表面的碰撞同等重要),滑流区和气体动力学区。于是,可以由Ma和Re两个数值来判断流动属于哪种类型。接着,作者分别讨论了滑流的应力和边界条件,小Ma滑流的边界条件.大Ma自由分子流以及流过倾斜平板的自由分子流及相应的升力和阻力系数。钱学森文中所提出的流动区域的划分原则被人们认为是研究稀薄气体力学的开创性工作。

3 喷气推进的研究[1,4]

钱学森到加州理工学院的第一年,他的师兄马林纳(F.Malina)等三人满怀希望地向导师冯·卡门提出一个非同寻常的要求,希望支持他们研究探空火箭,以便能够探测高度达到30～80km处的宇宙射线和气象信息。在当时美国人的心目中,火箭是不切实际的玩意儿。可是,冯·卡门深知火箭的重要性,决定保护和支持这几个青年做火箭的研究。

钱学森对他们的工作观察了一年以后,第二年即1937年,也决定参加他们这个火箭研究小组。他参加他们的试验,并在小组里担任理论家的角色,为小组设计和改进小型液体推进剂火箭,对发动机的热力学特性作理论分析,包括:分析计算燃烧室中的温度,燃烧产物的膨胀对火箭效率的影响,发动机的推力,火箭的理想效率等等。

当时火箭的技术水平是不高的,有人估计,火箭可达到的高度只是3 km ,还不能满足探空火箭的需要,这就促使钱学森做进一步的分析。钱学森在1939年发表在《Journal of Aeronautical Sciences》上的"Flight Analysis of a Sounding Rocket with Special Reference to Propulsion by Successive Impulses"一文(即作者博士学位论文的第四部分),探讨和论证了逐次推进的方案,即采用硝化棉一类的固体火药作为推进剂快速燃烧排气而获得脉冲式推力的方案,可以到达离地面30 km的高度,满足探空火箭进行观测的需要。

1938年5月,美国陆军航空兵司令阿诺德(H. Arnold)亲临冯·卡门领导的古根海姆实验室对火箭研究表示特别的关心;秋天,阿诺德进一步要求他们研制用火箭助推重型轰炸机起飞的装置,使轰炸机能在太平洋小岛的短跑道上起飞升空,并和冯·卡门签订了第一个合同。一年后,由于火箭研究工作卓有成效,又和他们签订了经费达1万美元的第二个合同。冯·卡门为此制订了GALCIT-1号计划。经过火箭小组的努力,终于研制成功新型的复合推进剂(次氯酸钾+煤焦油),火箭助推起飞器(英文简称JATO)在1941年8月试飞成功。钱学森在这一计划的制订和实践中都做出了重要贡献。时至今日,火箭助推器仍然被用来当作飞机起飞时的备用推力。

1944年,冯·卡门答应阿诺德将军的要求,组织一个科学咨询团,为未来20~50年空军发展制订规划。1945年,科学咨询团为美国陆军航空兵完成了题为《Toward New Horizon》(迈向新高度)共9卷的带有展望和规划性的报告。作为该团核心成员的钱学森为《迈向新高度》提供了他自己的观点和思想。他在《迈向新高度》这一研究报告的第3、4、6、7和8卷以及技术情报附录中,详细地论述了有关高速空气动力学、脉冲式空气喷气发动机、冲压发动机、火箭、超声速箭形翼导弹以及核能作为飞行动力的可能性等方面的研究概貌、存在问题以及发展前景。这份报告为第二次世界大战以后美国代替德国在航空科技的领先地位,以及在20世纪下半叶美国空军称霸世界奠定了重要基础。钱学森对美国航空科学的发展所做的贡献是不可抹杀的;而钱学森这些研究工作也正是为他后来回到祖国发展中国人民自己的航空航天事业所做的充分准备。

4 开拓技术科学新领域:工程控制论和物理力学[1,4]

(1) 工程控制论。钱学森亲身经历了流体力学作为一门技术科学,怎样从空气动力学工程师、水力工程师、气象工程师的工程技术实践中分离出来,并上升到理论又应用和革新实践的过程,特别是他自己从20世纪30年代到50年代参与超声速飞机以及火箭和喷气推进飞行器的研制过程中所做的力学研究,深刻理解工程实践—科学理论—工程实践之间的关系是多么重要。在第二次世界大战结束前后的一段时间里,钱学森在火箭研究中,已经发现,无论是最大射程、航向控制、燃烧稳定等问题都需要解决优化规划和反馈控制的技术和理论问题。

1949年N. Wiener(维纳)发表了《Cybernetics or Control and Communication in the Animal and the Machine》(控制论)一书,开创了控制论这样一门新的学科,其对象是研究一个系统各个部分之间的相互作用的定性性质以及整个系统的运动状态。

基于钱学森具有从弹道火箭到可控和制导火箭技术的丰富的研究经验,他迅速感悟到维纳开创的控制论的重要性,很快便运用控制论的原理解决了一批喷气技术中稳定和制导系统的问题,诸如:火箭喷管的传递函数、远程火箭的自动导航以及火箭发动机燃烧的伺服稳定等问题。钱学森意识到,不仅在火箭技术的领域内,而且在整个工程技术的范围内,几乎到处存在着被控制的系统;而且有关的系统控制的技术也有了多方面的发展,因此很有必要用一种统观全局的方法,来充分了解和发挥上述导航技术和控制技术的潜在力量,以更广阔的眼界用更系统的方法来观察问题,寻求新方法,揭示新前景。于是,钱学森提出了一门新的技术科学——工程控制论。作者首先在1953年底在加州理工学院开设了"工程控制论"一课,接着于1954年出版了《Engineering Cybernetics》(工程控制论)一书。该书的出版在世界科技界引起广泛注意,随即被译成多种文字发行。

(2) 物理力学。钱学森在努力探索超声速飞机以及火箭和喷气推进飞行器的性能和原理的过程中,特别是在他研究火箭发动机内部的燃烧过程时,需要用到介质和材料在高速和高温状态下的成分和性能。可是,手册上查不到有关的数据,实验也得不到这些数据。钱学森应用统计力学、光谱学和化学动力学,研究了气体和液体的平衡和输运性质以及气体的热辐射性质等,从而开辟了一条崭新的通过技术科学解决工程技术问题的途径。

钱学森敏锐地意识到,在火箭技术、核能技术等重要领域,工程师们迫切需要高温、高压、超高温、超高压及放射线作用等条件下介质和材料的性质,诸如本构关系、输运性质及化学反应的平衡和动力学的数据等。如果完全依靠实验,会遇到很大困难。钱学森考虑到近代物理和化学的发展,对物质在原子核以外的微观结构已有相当的了解,有条件来建立一门新的技术科学,即物理力学。它的目的是想通过对物质的微观分析,把有关物质宏观性质的实验数据加以总结和整理,找出规律,得到需要的数据,甚至可以利用这些规律预见新物质材料的宏观性质,为发展新材料和新工艺服务。

1953年,钱学森在《Journal of American Rocket Society》上发表了"Physical Mechanics-A New Field in Engineering Science"一文,正式提出了物理力学这门新的技术科学。1956年在他创建的中国科学院力学研究所里成立了物理力学研究组,他亲自下工夫培养第一批物理力学的研究人员。1962年他编著的《物理力学讲义》正式出版,系统介绍物理力学的基本概念和研究方法,也介绍了他自己所做的有代表性的工作。1958年,中国科技大学成立,由钱学森主持,设置了物理力学专业,1963—1965年连续毕业了三届学生,许多人被输送到力学研究所,成为该所物理力学研究室的生力军。

从钱学森倡导物理力学的研究到今天已有半个世纪了。自然科学领域的方方面面都已认识到,研究复杂的科学和技术问题均需要走宏观与微观相结合的道路。回想当年,由钱学森把S. S. Penner(潘纳)请到加州理工学院来合作研究,用光谱方法探测喷气发动机的燃烧过程,开展了包括对光谱吸收系数、发射率和辐射输运问题的研究。到了1961年,潘纳创办了一个新的学术期刊《Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer》,这标志着,钱学森所提倡的"定量光谱学"成为又一门新学科。可见,物理力学在美国早已开花结果。而最近三十年来在分子动力学模拟方面所取得的进步再次说明了物理力学的巨大生命力。

但是,非常遗憾的是,反而在钱学森亲自创建的力学研究所,亲手培植的物理力学研究室却在1993年被解散了。钱学森得知这一消息后便给崔季平写信说:"可以把院内各所有关物理力学的力量集中在一个新单位,创新牌子"。可是他的建议却没有得到任何响应。

如今,钱学森所倡导的物理力学这门宏观和微观相结合的学科正在更广泛的范围内蓬勃

发展。

5 坚持近代力学的发展道路[5]

1956 年钱学森受命创建中国科学院力学研究所，计划在弹性力学、塑性力学、流体力学、化学流体力学、物理力学和运筹学等方向上大展宏图。不久，大跃进运动改变了研究所的方向和面貌，全国力学界的情况也大同小异。

1961 年钱学森在总结了大跃进期间力学界的经验教训以后，在人民日报上发表“近代力学的内容和任务”一文，系统论述近代力学的任务、工作方法、内容和发展方向等三个方面，及时指引全国力学界回到正确的轨道。

他认为近代力学有三个任务。第一，为工程师、设计师服务，解决他们在工作中碰到的新问题，依据力学理论进行分析和研究，然后给他们提供建议书；第二，从工程技术和生产实践所发生的新问题中提炼出具有一般性的课题，进行研究并予以解决，这样就不只是解决个别的具体问题，而是解决一系列的实际问题；第三，在掌握了生产实践知识和精辟的力学理论的基础上，创立新的科学见解，从而改进工程技术，改造生产。钱学森在谈到以上三项任务时，始终围绕着力学工作者必须用理论解决工程技术问题这一核心。他的这一思想应当作为我们从事力学研究，从选题到研究直到写出研究报告这一全过程的指导方针。

他在工作方法的一节中谈到，理论分析需要正确的抽象和概括，使分析得到简化而解决全局性的问题；必须讲究数学方法和演算技巧，需要和数学家及计算技术专家的合作；必须掌握实验技术，需要和物理学家及仪器专家的合作。总结起来，他说：“分析—实验—分析，再实验，再分析，这便是力学的研究方法。”

他在内容和发展方向一节中，除了谈到一般力学（振动与控制）、固体力学（弹性力学和塑性力学）和流体力学（不可压缩和可压缩流体力学）以外，着重谈到与高速飞行器、火箭乃至将来星际航行有关的交叉学科，例如，为解决高速飞行器的烧蚀问题所需的化学固体力学；研究发动机内燃烧原理的化学流体力学；与高速飞行器和星际航行有关的高温条件下的等离子体和电磁流体力学；与高温高压极端条件下材料性质有关的物理力学；甚至谈到地壳深处极高压条件下的物质第五态的力学等等。钱学森始终站得很高，看得很远，引导我们向着远大而重要的战略目标而进军。

文化大革命期间，钱学森离开了力学研究所，但是他一直关注着我国力学事业的发展。1995 年还给力学学会写信，谈他对今日力学的认识。他在总结整个 20 世纪中力学的发展情况的基础上，发表了对力学的性质和对象以及力学的研究方法的精辟见解。他认为：“力学是一门处理宏观问题的学问”，“（力学）是用理论，通过具体数字计算解答一个个实际问题。这些问题在过去都来自工程技术，但今后也会来自自然科学的研究”。为了能够“对实际问题做出数字解答，当然要用电子计算机。（这里）计算方法非常重要。”接着，他还谈到另一个手段是“巧妙设计的实验”，“用实验来验证理论的关键部分”，“有了对理论的把握，就可以心中有数地去解决实际问题了。”

从钱学森回国创建力学研究所和中国力学学会到今天将近半个世纪，他始终不渝地提醒我们，力学要熟悉工程实践，解决实际问题，要走在生产前面，要理论和实验相结合，要充分应用电子计算机的模拟手段，要和数学家、物理学家、计算技术专家及仪器专家合作，最终则是要给工程界以数字解答。然而，今天的力学界，浮躁之风盛行，难道我们不值得对照钱学森先生

的科学实践和他提倡的科学思想进行一番认真的反思吗?

6 倡导技术科学的研究[1,4,6]

从上面介绍的钱学森回国前在美国的一段研究经历中,我们可以看到,钱学森的科学工作早已越出力学这个领域,而把力学与其他学科结合起来,开创出像稀薄气体力学、喷气推进技术、工程控制论、物理力学等新的技术科学,并提倡核动力工程等其他技术科学。下面想谈谈钱学森对中国发展技术科学所做出的贡献。

早在1947年夏天,钱学森回国给浙江大学、交通大学和清华大学三所著名大学做"工程和工程科学"的讲演,目的是宣传工程科学的重要性,反映出他急盼祖国繁荣昌盛的赤子之心。讲演回顾了20世纪上半叶科学技术的研究愈发成为决定国家和国际事务中的关键这一震撼人心的历史事实,其中最富戏剧性的实例乃是第二次世界大战中雷达和原子弹的研制和应用,对世界民主力量的伟大胜利所作出的卓越贡献。钱学森意识到:纯科学的发现与工业应用之间的距离已经很短,而留长发的科学家和留短发的工程师之间的差别也非常之小,他们之间紧密合作的实际需要产生了一类新型人才,那就是工程科学家,他们在纯科学与工程之间架起桥梁,运用基础科学知识解决工程问题。钱学森在讲演中系统地介绍了工程科学的内涵、工程科学家的任务以及作为一名工程科学家需要接受什么样的教育和训练。

1949年祖国解放,钱学森历尽美国政府的阻挠和迫害,终于在1955年回到祖国。从此以后,钱学森积极提倡并指导工程科学的研究。在回国的第二个月里,就受命创建中国科学院力学研究所。他当时的建所模式不只限于力学,还包括了自动控制、工程经济、运筹学、物理力学等新学科,实际上是按照工程科学的模式来建所的。1956年起,钱学森和钱伟长一起创办了三期工程力学研究班;1958年钱学森和郭沫若、严济慈、华罗庚等一起组建了中国科技大学,开始大批培养工程科学家的工作。1957年钱学森在《科学通报》上发表了题为"论技术科学"的论文,按国内的习惯将"工程科学"改名为"技术科学"。论文进一步全面地论述了技术科学的范围、方法论、人才培养和科学技术工作的组织等各个方面。他认为,虽然自然科学是工程技术的基础,但它又不能包括工程技术中的规律。要把自然科学的理论应用到工程技术上去,并不是一个简单的推演工作,应该做科学理论和工程技术的综合工作。因此,有科学基础的工程理论既不是自然科学也不是工程技术,而是两部分的有机结合,这就是人类知识的一个新部门:技术科学。钱学森这里指的自然科学是用来包括数学、物理、化学、以及生物学、地质学等科学。在谈到技术科学的研究方法时,钱学森强调技术科学研究离不开数学,但提醒青年注意,数学并不是技术科学的关键,真正的关键是对所研究问题的认识,要认识和分清现象的主要因素和次要因素。首先要收集有关问题的资料,特别是实验室和现场的观测数据,在分析资料的过程中充分依靠自然科学的规律,将它当作摸索道路的指南针,经过多次反复的理论和实验交错认识的过程,找出解决问题的途径。在问题认识清楚的基础上,就可以建立模型,模型不等于现象本身,却吸收了一切主要因素,略去了次要因素,而能反映现象的内在机理。下一步乃是由模型演算得到具体的数据结果,最后还需要将理论结果和事实相对照,经受考验。在关于研究方法的一节中,钱学森预见到电子计算机的发展前景及其应用威力,特别说明了电子计算机将会对技术科学的研究方法带来重要的变化,今天人们已经普遍使用了"分析-实验-数值实验或分析"三位一体的研究方法,这说明半个世纪前钱学森的上述预见确实是高瞻远瞩。

如果说在研究方法上与自然科学相比有什么不同的话,那么技术科学包含更多的经验成

分，通过对经验的科学分析，创造出工程技术的理论，从而开创新技术，领导工程技术前进。这篇论文还开列出一些新的发展方向，它们是：化学流体力学、物理力学、电磁流体力学、流变学、土和岩石力学、核反应堆理论、工程控制论、计算技术、工程光谱学、运用学（即后来所称谓的运筹学）等。

半个世纪以来的实践证明，这些新的技术科学确实从形成到成长而且飞速地发展壮大，在国民经济和国防建设中发挥着重大的作用。两弹一星的研制成功便是突出的表现。这方面的科技工作的性质属于技术科学。虽说当时已经有了基本原理，别人也有成功的先例，但是我们是在外界严密封锁下，从基本原理和技术出发，独立探索而做成功的。结果是长了中国人的志气，扬了国威。

但是不能不看到，当前技术科学的研究形势很不能令人满意，科学界、政府和民众对技术科学的性质、作用、重要性并没有充分的认识。一个极端是按基础科学的标准来指导和要求技术科学；另一个极端是把技术科学研究统统当成生产问题，干脆把研究工作撂在一旁。其严重后果是不断引进，而谈不上不断创新，又怎能做到科教兴国。今天，我们重温钱学森先生关于技术科学的论述是何等的必要。

7 结语

从前面所介绍的钱学森先生的科学实践活动中可以看出：他不但是一位造诣广博而精深的应用力学家和技术科学家，而且是一位具有远见卓识的战略科学家。他的深远的科学思想为我们这个时代的科学事业提供了丰硕的宝藏。我们不仅应当珍惜它，更应该深入学习它和充分应用它，建设起一支强大的科技队伍，在新世纪里把祖国建成繁荣富强的科技大国。

归纳起来，我们应当学习和发扬以下几方面。

(1) 他一生进行科学研究的超前意识和务实作风。这里引用钱学森纪念和赞扬他的挚友郭永怀的一段话："一方面是精深的理论，一方面是火热的斗争，是冷与热的结合，是理论与实践的结合。这里没有胆小鬼的藏身处，也没有自私者的活动地；这里需要的是真才实学和献身精神。"这也十分恰当地反映了他本人的敬业精神和高尚情操。

(2) 他所继承和发扬力学大师普朗特—冯·卡门的应用力学学派的优良传统，概括地说，应用力学家必须着眼于工程技术中带有普遍性的理论研究对象，通过艰苦细致的研究工作，提出新的科学创见，从而改进工程技术，形成新技术，产生新产业。

(3) 半个世纪来他始终如一地倡导的研究近代力学的方向和道路，即：①认识复杂现象要走宏观和微观相结合的道路；②抓紧开拓和发展力学与其他学科相互渗透结合的最活跃的交叉学科领域；③充分利用电子计算机的无穷潜力，并与实验和理论分析有机地结合起来。

(4) 为了提高我国的综合实力，必须大力开展技术科学的研究。技术科学是自然科学和工程技术之间的桥梁，它把工程技术和其他重要应用作为科学研究的对象，研究的目的是改造世界。而且，技术科学同基础科学一样，也是人类认识事物客观规律性的一个独立的源泉。

(5) 他坚持科技以人为本，始终重视技术科学家的培养。他所强调的理工结合的方针应当在我国高等院校中刻不容缓地得到贯彻和落实。

致谢 李佩教授、郑哲敏教授、朱兆祥教授和朱照宣教授对本文的撰写提出过很好的意见，作者在此表示感谢。

参 考 文 献

1 王寿云编.钱学森文集.北京:科学出版社,1991
2 Theodore von Kármán. Aerodynamics. Cornell University Press, Ithaca, New York, 1952
3 冯·卡门、李·爱特生著.曹开成译.冯·卡门——航空与航天时代的科学奇才.上海:上海科学技术出版社,1991
4 郑哲敏,谈庆明,涂元季,崔季平编.钱学森手稿.山西太原:山西教育出版社,2000
5 钱学森.近代力学的内容和任务.人民日报,1961年11月10日.
6 钱学森.论技术科学.科学通报,1957,2:97~104

对钱学森沙产业理论的学习和理解

刘 恕

（中国科学技术协会，北京 100863）

摘要 从以下几个方面介绍了对钱学森沙产业理论的学习和理解：沙产业的概念；沙产业的发展谋略定位于提高对太阳能的利用；充分运用现代化技术是沙产业的内核；寓环境保护于经济开发之中，是沙产业赖以持续发展的内在保障；逐渐形成市场机制引导下的有效管理，是沙产业健康发展的关键；沙产业技术路线的通俗表达是多采光，少用火，新技术，高效益；沙产业理论为人类开辟新的生存空间；发展沙产业应在实践。

关键词 沙产业，钱学森

"沙产业"(DESERTICULTURE)这个名词，在以往出版的词典中是找不到的，沙产业是个新的科学术语。沙产业概念是1984年由我国杰出贡献科学家钱学森先生首次在一个学术报告会上提出来的。在以后的十多年里，钱老通过多次的讲话、通信，用书面文字和口头解说，对于沙产业理论，从许多侧面做了阐述，形成了钱学森关于沙漠戈壁科学利用的科学构想。钱老论述的沙产业理论，是一个表达简洁而又有严格规范的沙漠开发利用战略构架。它包含了开发利用的目标和达到目标的系列措施，是一种新思维。在纪念钱老九十华诞的日子里，学习和理解钱老的沙产业理论，将会更加振奋精神，在开发大西北、对抗土地荒漠化的伟大事业中，坚定必胜的信心和信念。

1 沙产业就是在"不毛之地"搞农业生产

在地球南北回归线附近的陆地表面，除个别受高山影响的地块外，分布着面积辽阔、干旱少雨的荒漠和半荒漠，占地球陆地近1/3。这些沙质荒漠、砾质戈壁和土质"光板地"，植被稀疏，第一性生产力低下，被人们称为"不毛之地"。仅非洲的撒哈拉、亚洲的阿拉伯半岛、澳洲的维多利亚，就占据了世界陆地的1/10。中国北方沙漠、戈壁共计130万km^2。这大片国土上，人烟稀少，除岛屿般散布的绿州和天然草场外，为沙丘和砾石所覆盖，被称为是"不毛之地"的干旱、半干旱区，大气干燥，多风少雨，自然地理条件非常严峻。因此，居住在这里的群众自古以来经济活动和谋生手段都有别于其他地方。在中国、在全世界，这些地方多属于贫穷、不发达地区，是产生"生态难民"的根源地。20世纪中除了两次世界大战给人类造成了巨大的浩劫外，最悲惨的、人口死亡最多的"旱灾"(非洲的"萨赫勒灾变"、中国"民国十八年大旱")，都发生在这里。

20世纪以来，人口在大基数上的快速增长，加大了社会需求，破坏了干旱、半干旱地区农牧开发中传统技术的合理性，产生了诸如滥垦、过牧、大面积樵采等导致土地沙漠化的直接人为因素，以致近三十年来，世界上干旱、半干旱地区不同民族的农牧民都异口同声地在实践中总结出一条教训："耕地多了，但产量少了"；"水多了，但草少了；羊多了，但肉少了"。干旱、半

干旱地区人类不合理的开发活动，导致了对第一性生产力即植物光合作用物质基础的丧失。不节制地滥用，不仅是对资源的掠夺，而且是对生产力潜能的破坏。土地沙漠化(有的称荒漠化，涵义略有区别)被称为当代环境问题之首。原因是土地沙漠化涉及面广，又不易治理。干旱、半干旱地区的经济开发活动，单纯依靠传统的方式和技术，已被实践证明是和持续发展背道而驰的。目前，正面临着谋求新思维的抉择。当人们需要一种沙漠开发利用的正确指导方略的时候，钱老在1984年提出了“沙产业”理论。

钱老在多次论述中认为，沙产业是知识密集性的农业型产业；实现沙产业必须是利用全部现代科学技术，包括物理、化学、生物学等基础科学，通过植物的光合作用，固定转化太阳能：利用系统工程综合开发产品和产后加工；建立适合市场机制的有效管理体系。只有这样才能在我国150万km^2的沙漠、戈壁和沙漠化土地上，创建能“为国家提供上千亿元产值的沙产业”，“为人类开拓新的食品来源”。他认为：沙产业就是变不毛之地为沃土。他期望沙产业以及其他知识密集型农业型产业的建成将是一次新的产业革命。

2 沙产业的发展谋略定位于提高对太阳能的利用

地球表层的自然界是人类赖以生存的物质基础。对供给人类食品和其他生活、生产资料的周围环境的认识和利用深度，决定着人类活动行为的理智程度和水平。包括人类自身在内，地球表层这个巨系统的运动规则和联系规律，都是客观的和可认识的。

首先，也是最本质的，就是地球表层的万象更迭和生命活动的不息运转，最大的动力来源是太阳能。认清了地球表层这个极为复杂的巨系统的动因渊源，抓住这个相互联系的最本质要点，在认识上理解了系统内能源联系的特征，它的等级、传递的层次和转化的顺序，就把握了理解钱老提出的沙产业谋略的主要之点，找到了解决难题追本求源的方向。

地球上人口大量增加，食品不足成为当代困扰人类的难题。究其原因，不是阳光不够，不是能的源头不充沛，而是地球表层固定转化太阳光的功能弱，或者破坏了这个转化系统，或者由于种种原因降低了这个转化系统的转化功能。解决人类难题的努力在于运用科学知识，特别是最新的知识，来固定转化太阳能。

钱学森院士倡导的沙产业，没有把人们在沙漠地区最为普遍应用的传统方式作为目标，而是将目光转向沙漠地区分布在地球表面赤道南北一定范围内的阳光地带这一现实，把提高这里的太阳能同化效率作为开发方向。太阳，是一个巨大的辐射源，取之不尽，用之不竭。沙漠戈壁地区云层稀少，全年日照时数在2800～3300h之间，充沛的阳光是天赋资源。例如我国国土太阳能年辐射总量在80～200kcal/cm^2 ① 之间；而内蒙古、宁夏、甘肃的西北部及新疆的东南部年总辐射量均在140kcal/cm^2以上。沙产业发展谋略定势于提高植物的太阳能转化效率，立足于充分利用沙漠地区天赋阳光资源，提高单位面积碳水化合物的产出量，从而满足人们对氨基酸、维生素、生物能源及工业原料的需求。沙产业这一谋略定势，从根本上有别于几十年来沙漠开发利用总体目标的认定。

由于太阳能存在着单位面积上强度不高，能量辐射不恒定等特点，利用绿色植物的光合作

---

① 1kcal = 4186.8J。

用固定太阳能就是最理想的手段。因为,迄今为止,人类还没有能够创造出这样一种物质或物质体系,能够使光化学过程有足够高效的能量储存,比植物的叶绿体更灵巧,更便宜,更容易掌握。

农业种植生产活动的实质就是利用光合作用固定和转化太阳能。在单位受光面积上最大限度地固定太阳能,就是农事活动的最高目标。在一个地块上,一年之中,收一茬和通过套种收两茬,后者就比前者多利用了太阳能。北方大部地区无霜期仅为120~160天,大田作物不能利用冬季里过半时日的阳光。如果用透光的塑料膜做一个大棚,就能在冬季变农闲为农忙,使这块土地上的太阳能更多地被固定下来。中国西北干旱、半干旱地区,即内蒙古西部、宁夏北部、甘肃西北部,新疆东南部的太阳能辐射总量是一笔巨额的财富,充沛的阳光"取之不尽,用之不竭"(苏轼语)。《简明不列颠百科全书》对荒漠(DESERT)的诠释中,说了不少诸如植被稀疏、人口稀少的话,但在结尾处写到:"荒漠的自然生产力比大多数生态系低,植物靠水,而其他有机体依赖植物,这就意味着干旱条件限制了干旱区的辐射、温度和其他生长因素,否则能获得地球上最高水平的生产力"。在我们居住的这个星球上,不论是风云变幻、江河奔流这样一些自然现象,还是物种生息繁衍的生命过程,万象更迭的最大动力来源是太阳能。人类生活吃的粮食、菜蔬、油肉、鱼蛋,生产和生活用的能源例如汽油、煤炭,原料例如木材、棉花,都是通过植物的光合作用固定转化了的另外一种形态。既然"上天"给了我们这样重要的能源,有如此众多的太阳能,"大地"又造就了无以数计的能进行光合作用的高等和微型的绿色植物物种,我们的目标就是要想尽一切办法,通过光合作用,把最大量的太阳能储备起来,开发出一个新时代、新纪元,把产业活动内容限定为用光合作用固定太阳能。这样,不但追本求源,指明了充分利用取之不尽、用之不竭的普惠阳光这个人类经济活动最重要、最基础、最有伟大前景的目标,而且确定了固定太阳能的工具是附着在生命活体上的叶绿体。它的结构最灵巧、功能最神奇,有不可取代的高效功率,又可以依靠自然的生命力自我更新、自我复制。这就端正了人类在沙漠地区经济活动的主要方向。

3 充分运用现代化技术是沙产业的内核

钱老的沙产业理论,基于对地球表层客体的深刻认识,把提高太阳光的利用率的最大潜力和努力方向,寄托在高新技术的运用上,主张走出传统,跨行业、跨领域地运用物理的、化学的科学原理,信息革命的成果、新工艺、新材料、新技术,创造植物光合作用的条件,最大限度地利用太阳能。

充分运用现代化技术和新技术革命的成果,是沙产业的内核。众所周知,沙漠地区的太阳辐射虽然全年之内都是充沛的,但植物赖以生存的条件却异常严酷。无论依靠天然的植被还是人工植被,都难以达到高效地固定转化太阳能的目标。这是因为太阳能转化器——绿色植物的生长,需要相应的积温、肥沃的土壤、足够的水源;沙漠地区植物生长的自然条件极不稳定,变幅异常剧烈,植物生长基本上服从于最小因素律,即生物的生产量受最差条件的满足所制约。满足程度最差的因素成为主导限制因子,它的状况不加改善,其他生态因子的优势都不会产生增产的效果。局限于沙漠自然条件的传统农业型生产,不会造就光合产量的飞跃。沙产业倡导利用现代化技术、新材料、新工艺,人工改善植物固定转化太阳能的生境,就会极大地提高光合作用的效率。例如,用温室改变光热条件就能摆脱不良气候的影响和季节的束缚;降低蒸腾和蒸发,就可极大地节约水的无效消耗;增加 CO_2 的浓度,就能提高光合作用的产量;

改善光照质量和采用人工光源能加速作物的生长发育等等。新技术革命的成果开辟了广泛的可能,但技术上的可能不等于经济上合算。从目前的实际出发,应选择那些以有基础、易见成效、推广容易的技术,作为沙产业创建的新起点,例如塑料膜(地下敷膜保水保肥,地表敷膜减少蒸发等)和温室技术的应用,滴灌、渗灌配套设施的推广等等。用生物基因工程改良太阳能生物转化器,用人工种子繁衍良种,都有良好的前景。不过要步入实用阶段,并非一日之功。但在我国已被广泛掌握的立体种植、组织培养等农艺手段,在沙产业的集约经营中可收到立竿见影的实效。

1998 年 4 月 11 日、9 月 5 日钱老给刘恕的信中认为:“沙产业的一套做法实际是高科技农业生产的试验,它现在已经在社会主义中国的沙漠化地区取得成功;将来这套做法还有可能因地制宜推广到全国各地,不仅限于沙区,如:①在北方冬寒地区,搞反季节农业生产;②在青藏高原,利用丰富阳光及地热资源,大大提高农业生产率,为青藏高原的发展做贡献(在拉萨附近已有试验,很成功)。沙产业实际上是未来农业,高科技农业,服务于未来世界的农业!”;“沙产业实际是农产业的节水高技术化”,强调要利用现代知识,利用信息革命的成果,利用新材料、新工艺,也包括对地球表层这个客体的系统论认识、系统管理的最新成果,这些人类知识的强大手段,在钱学森沙产业理论规定的活动范围内的实践,将使我们可以乐观地迎接 21 世纪的来临:一个食品丰富的世纪,一个人类理智性支配自然,包括支配自己的世纪,一个在地球表层天、地、人和谐发展的世纪。

4 寓环境保护于经济开发之中,是沙产业赖以持续发展的内在保障

在评估干旱、半干旱地区农业开发潜力这个众说纷纭的问题上,“一知半解”比“完全无知”更为可怕;“盲目乐观”比“因循保守”更危险。这是因为近百年来,人们在干旱、半干旱区的农业开发活动中,一再无视对自然条件特殊性的认识,以致多次在“征服自然”夺得丰收的喜悦之后,迎来了大自然的“报复”。加拿大、美国被开垦的草原上的黑风暴,曾迫使开发移民的大迁移和成批农场废弃。赫鲁晓夫的垦荒运动有过戏剧性的大起大落。土地荒漠化问题的科研结论告诉我们,导致环境退化多半通过风力和水力两个动因,强劲的天然风力引起土壤风蚀人工灌溉导致土壤次生盐渍化。上述动因引起了土壤的肥力丧失。早在 20 世纪初,美国学者凯依斯对植被破坏引起的土壤风蚀有过生动的描述。他认为风力引起的“尘暴或沙暴,扮演着河流冲刷土壤同样的角色。但和大河相比,这个巨大的怪物把大量的沉积物裹胁在大气之中,宽 300～500km,而不是像大河那样 2～3km。它的时速达 60km,而不像河流那样时速仅 2～10km。它搬运走千百倍多的粉碎的物质。”土壤风蚀对肥力破坏的道理容易认识,但人们却受垦殖草原眼前利益的驱使,放松警觉,在 20 世纪一再重犯同样的错误。干旱区依靠现代化的技术使供水缓解,往往使人们不再珍惜用水;大水漫灌和强度蒸发的次生盐渍化,使世界上每年丧失约 1/10 的水浇地。

历史跨入 21 世纪。今天,爱护地球保护环境被视为人类共同的道德准绳;留下经济繁荣和青山秀水的环境给后代子孙,已成为当代人的神圣职责。从环境保护、防治荒漠化的角度出发,发展沙产业是控制荒漠化的积极手段。因为沙产业会增加沙区光合作用的产品产量,第一性产品产出量愈丰富,人们为追求生活必需而进行的盲目开发行为才能得到控制,沙区的植物资源方能得到休养生息,持续发展的原则才能得到具体体现。

5　逐渐形成市场机制引导下的有效管理，是沙产业健康发展的关键

沙产业的创建和形成，将是一个不断完善的过程。这个过程可体现为若干阶段。因而，在开初伊始，不应该把近期的目标和可能的发展远景相提并论。这是因为在技术飞速发展的今天，有深厚自然科学知识水平和聪明智力的科学家，善于集合物理、化学、生物学等有关最新进展的精华，再加上很好的想象力和创新活力，沿着钱老指引的方向，可以把沙产业的远景，勾画得五光十色。但是，我们选择了用产业来导引学术发展的道路，就必须把现实性和可操作性放在首位，把现在的立足地作为出发点。这样，一种追求实效的产业管理策略就是健康发展的关键。它包括：

——经济核算。有头脑的管理者首先要把经济实效作为目的，既重视加大投入完善设施，又讲究成本核算，产出不能抵偿投入的消耗，即便在技术上合理，也不会有生命力。

——自主经营机制。沙产业发展的推动力，不决定于纸面上的规划多么周全完美，理想的远景多么诱人，关键在于地区领导人、技术人员和第一线的生产者对沙产业目标、手段的理解程度，特别是同利益和责任的密切联系程度。当领导和群众领悟到沙产业可以为他们带来实惠时，一种自主经营机制会推动沙产业日趋完善，健康发展。

——产品。沙产业的产品结构以满足社会需求为目标，用市场导向，着眼于商品性生产，而不以自给为目的。

——分区指导，因地制宜。降水量、光热条件等天然因素的差异以及社会需求的不同，特别是局部环境的特点，要求人们在发展沙产业中仰承优势，回避短缺。

——小规模。大规模就伴随着资金高投入，回收长周期。鉴于沙产业目前仍是一种人工控制生态环境利用作物高效转化太阳能的新农艺，受人员素质、管理经验以及市场诸方面的影响，在开初起步时，应维持小规模。

——集约经营。沙产业扬弃那种在大面积上用低收入掠夺性地利用水土资源的传统方式，即广种薄收。选择那些自然条件相对优势的地块，集约、高效地经营。

——龙头技术。当务之急是把国内外在干旱、半干旱地区以及滨海沙地上已经成熟的技术有计划地引进、移植，就地消化吸收后加以拼接，特别要重视以色列这个“欧洲的冬季厨房”和日本的沙地利用，温室和滴灌是他们的龙头技术。

——示范基地。沙产业的真正价值如不在生产中得以体现，没有一个样板可以仿照，即便是敬业的科研人员，若缺乏“试验田”来验证构想的可行程度，创建沙产业也是一句空话，人们也依然难以正确估价它的意义所在。

——优先项目。利用农村致富函授大学的成功经验，集示范、培训、技术推广为一体建立的示范中心，提高沙区太阳能光合效率和节约用水为目标，在内蒙、河西走廊和新疆建立的沙产业示范基地，应作为沙产业创建的优先支持项目。

6　沙产业技术路线的通俗表达是多采光，少用火，新技术，高效益

为方便生产者把握技术要义，沙产业技术路线的通俗表述为多采光，少用火，新技术，高效益。天赐的阳光是地球表层生态系统的能源，光合作用是这个巨系统能源的“入口”，把万象之源的能量最大限度地采收下来，就是沙产业的要义。合理利用天然降水和降水变成的径流以

及渗入地层的地下水，是在沙漠地区求发展的关键技术。新材料、新技术、新工艺，包含了当代科学技术和技术的进步，这些知识的投入，能摆脱传统农业对生产力的束缚。沙产业是知识密集型的大农业。没有高新技术的应用，沙产业就失去了生命力。高效益是一个综合的也是最终的评价沙产业的经济指标，这是创建沙产业的出发点也是最终的归宿。

目前推动沙产业的措施办法，是用新材料构筑一个能起隔离作用的膜或壳。这种薄膜或介壳，有很好的阳光通透性能，但不利于水、热的逃逸散失。种植地的地膜覆盖和设施保护地的塑料大棚，都是这种膜壳作用的形态。正是由于这种措施改变了水热交换的原始状态，起到了多采光、少用水的效果。

进行光合作用的主体植物种或品种优选，也是一个重要的方面。今后理想的太阳能转化物可能是一些适合用工业化连续生产的绿色植物，诸如不是种植在田间，而是养殖在循环流动的管道之中的藻类。

7　沙产业理论为人类开辟新的生存空间

当前世界人口进入了快速增长的阶段，世界银行的一个研究报告估计，人口在未来的增加，将集中在目前缺吃少穿的贫困地区。目前，全球每增加10亿人口只需要十多年时间(公元元年世界人口1.5亿；1550年增加到4.5亿；1850年达到10亿。世界人口由10亿增加到1930年的20亿用了80年时间；由20亿增加到1962年的30亿用了32年。1975年，世界人口达到40亿。1987年，世界人口50亿，去年已达到60亿)。今年的2月16日联合国粮农组织在罗马公开了一份报告，其中说到，包括发展中国家的2亿儿童在内，全球约7.9亿人食不果腹。33个国家粮食极度匮乏，13处非洲之地和埃塞俄比亚有800万人情况危急。有数以亿计的人挣扎于食品匮乏和卫生条件恶劣环境之中，可见保障人类粮食及食品需求任务仍十分艰巨。1996年11月，在罗马召开了首届以粮食为主题的首脑会议，会议通过了《世界粮食安全罗马宣言》和《世界粮食首脑会议行动计划》，呼吁各国确保全国持久的粮食安全。实际上，为维持人体生存所需热量和生命元素，主要是通过植物光合作用转化太阳能面来。太阳能是生命之源。在1996年召开的科学家高级会议马德里宣言中，农业被称为是“当今世界最广泛利用太阳能行业”。幅员辽阔的干旱、半干旱地区占地球总面积10%，占非洲总面积55%，北美和中美洲19%，南美10%，欧洲2%，大洋洲35%，亚洲34%，由于其充沛的日光辐射，有可能造就极高的植物生产力，必然成为提供人类所需粮食、食品的新空间。

在这种背景下，钱老关于在干旱、半干旱地区的不毛之地创建知识密集型农业的科学构想用来满足人类的食品需求，就具有远瞻性的导向作用和全局性的战略意义。

8　发展沙产业应在实践

在论述一种可能，表达一个新的希望的前景的时候，必须不只停留在“说”上，而是要行动、操作。因为，实践活动具备不可替代的品质，实践的检验，是人们正确认识的根源之一。停留在“说”的阶段的思想、技术路线、方案、计划，和步入实践验证，有了实施效益、结果的，不管是好是坏，都不可以相提并论。重视实践行动，重视动手操作，因为只有经过实践后的认识，才能达到一个新阶段，实践充实理论，修正、完善理论，使纸上的东西经过实践的鉴别后，确定性在价值、“含金量”达到天秤上定位，是“可行性”的最佳注解。

1994年9月，在纪念钱学森沙产业理论十周年学术研讨会上，与会的同志有一个看法：钱学森沙产业理论作为一种跨世纪的沙漠利用战略构想，为我们指明了方向，但沙产业的真正价值如不在生产中得以体现，人们依然难以正确估价它的意义所在。有鉴于此，会议上提出："向沙漠戈壁各地政府，向政府有关部门，向一切关心沙区环境和人民的有识之士呼吁，通过你们的力量统筹已有的资金渠道，筹措一批中长期贷款，扶持建立沙产业专业公司，按照自负盈亏、自我发展的原则，重点发展沙产业龙头技术和带头产业，像滴灌设备公司、温室技术及设备公司、藻类产业公司等，并以点带面，推动发展。首先选择甘肃河西、内蒙、新疆等地建立试点、示范基地，使以提高太阳能转化效率、节约用水为目的的沙产业能与其他产业处于同等竞争地位"。从1994年开始，仅仅过了不到5年的时间，这些目标，已变成和正在变成了活生生的实际。

曾经长期在西北工作，至今仍关心沙区人民生活的宋平同志，在1995年11月30日，亲自视察河西后提出"要认真重视沙产业"，"坚决走这条路子"。温家宝同志在1995年11月批示中指出："办好这件事不但有经济意义，而且有社会和生态意义"。姜春云同志在1997年3月，在农业发展银行关于支持沙产业建议书上批示："抓得好，支持沙产业意义重大，也大有可为，应加大工作力度，以取得更大成效"。甘肃省委、省政府以及内蒙古自治区的领导同志都撰文支持沙产业，东起科尔沁沙地，西至天山南北，发展沙产业建设新型绿州经济，已成为振兴当地经济的指导方略。

在甘肃张掖地区，共建立了13个沙产业综合开发示范区，地膜和保护地栽培近100万亩，其中日光温室、塑料大棚3.83万亩。山丹县沿312国道，在不毛的戈壁滩上建成235座大棚，其中有50座实行无土栽培。该县东乐乡在戈壁滩上，1997年建设的雨水汇流工程，利用暴雨径流发展沙产业，并建半地下温室300座，变戈壁为绿州，使不毛之地变成沃土。充分体现"多采光、少用水、新技术、高效益"的沙产业技术路线。在河西张掖，沙产业示范基地作用，还体现在日光暖棚工厂化养猪，舍饲养羊，以及年产微藻干粉10t的生产基地。特别是引进以色列电脑控制的全自动化温室4600m^2，滴灌、渗灌、微喷等各类节约用水设施示范区近200亩。14个脱水蔬菜厂和现代化的猪厂，按照龙头带基地、基地连农户的形式，贸、工、农一体化经营。民乐县在戈壁滩上，按照"推良种，用良法，多采光，少用水，深加工，上规模，上水平"的方针，连片开发，规模经营。甘肃张掖地区，在地委、行署的统一指挥部署下，沙产业已蓬勃发展起来。在甘肃河西走廊的武威、酒泉、敦煌及内蒙古自治区哲里木盟、赤峰市都涌现出生动的具有示范意义的沙产业典型。"绿起来，活起来，富起来"这种生动形象，表述沙区群众建设沙产业决心和步骤的口号已经在不少地方得到实现。1996年12月2日，钱老在给刘恕的信中说："今后工作我想还应再实践，发展沙产业，有了人人看得到的成绩才好宣传说服人。"。

推进干旱、半干旱地区不毛之地的农业现代化开发活动，其重大意义和作用不言而喻。对此，国际上一些专家学者和政治家也有类似或雷同的看法和言论。印度总理拉奥(1994年5月23日)在新德里召开的一次国际会议(受联合国和世界银行支持的国际农业研究咨询组织会议)上致开幕词时说："像印度这样的穷国(约有70%的人口靠农业为生)必须要找到开发那些不毛之地的新方法"。"从干旱到洪涝，或者贫瘠的盐碱地，这些都是一般性方法所不能解决的"。

经过最近几年的实践，更多的人已经认识到发展沙产业是防治土地沙漠化的根本措施，是沙区人民群众脱贫致富的突破口，是缩小东西部经济发展差距的捷径，也是把干旱、半干旱区的大农业提高到现代水平的一条道路。我们充满信心，在党中央、国务院的领导下，大西北的

明天,一定是一个现代化农业文明和安定繁荣的边疆。

参 考 文 献

1 刘恕主编.纪念钱学森建立沙产业理论十周年文集.北京:中国科学技术出版社,1995

2 刘恕主编.沙产业—跨世纪的沙漠利用战略构想——沙产业系列论文集之二.北京:中国环境出版社,1996.11

3 刘恕主编.步入实践的沙产业——沙产业系列论文集之三.北京:中国环境出版社,1998.5

4 刘恕主编.沙产业概述——沙产业系列论文集之四.北京:中国环境出版社,2000

钱学森与中国风能

贺德馨
（中国空气动力研究与发展中心，绵阳 621000）

摘要　钱学森是我国著名科学家，数十年来，他不仅为我国国防科研事业做出了卓越的贡献，而且在推进我国现代化建设中发挥了重要的作用。本文介绍了钱学森对我国新能源特别是风能的开发和利用事业所给予的极大的关怀和具体的指导。

关键词　钱学森，风能

1　要搞风力发电

1977 年 12 月，我随庄逢甘教授为团长的中国航空学会风洞考察团访问西欧四国，回国后，考察团在向国防科委首长汇报到西欧一些国家的风能利用情况时，钱学森指示说：要搞风力发电，这个任务由你们风洞指挥部（中国空气动力研究与发展中心前身，以下简称气动中心）来搞。1978 年 3 月在全国科学大会上，钱学森又对参加会议的气动中心代表王昌祺说："要搞风力发电"。1978 年 5 月，钱学森来绵阳检查气动中心工作时再一次指示我们要搞风力发电。1978 年 5 月 18 日，钱学森在给韩志华的信中又指出："我看风力发电的问题，具体到风力发电中空气动力学问题，应该列入计划，可让一所（低速所）干，成立课题组"。并要求在进行一段工作后写出报告，召开全国范围的技术会议，研究工作规划。不久，在低速所成立了风能研究课题组，开始风能利用的研究工作。

1980 年 11 月，我参加了美国能源部在中国举办的"利用风力发电"技术座谈会。会后，我向钱学森汇报，他听了后说："要组织全国力量搞风力发电，要打破部门界线，协同作战。可以先通过中国科协的学会组织把全国有关的技术力量联合起来，召开一次会议来交流我国风能利用的情况，对研究工作提出建议，并要纳入到国家科技发展规划中去。你们要给老百姓做好事，像小水电那样发展 10～20 千瓦级的风力发电机，做到价廉物美、安全可靠、经久耐用"。他还说，他的老师、著名空气动力学家冯.卡门教授曾对美国第一台 1.25 MW 的风力发电机组进行了结构动力学方面的研究。

根据钱学森的建议，中国太阳能学会，中国农业学会，中国气象学会，中国力学学会和清华大学于 1981 年 9 月在北京联合召开了"全国风能利用学术讨论会"，有 113 人参加了会议，交流了 35 篇文章，会上还成立了风能专业委员会筹备组。1981 年 12 月，中国科协批复成立风能专业委员会，并明确同时作为中国空气动力学研究会和中国太阳能学会下属的学术机构。风能专业委员会成立后不久就接受了国家科委的委托，对"六五"期间我国新能源（风能）攻关项目进行了论证，并对 1986—2000 年我国新能源（风能）规划提出了设想，从"七五"开始，我国风能利用纳入了国家科技发展规划。

1982 年 3 月，钱学森对搞风力发电提出了具体意见，他说："风力发电有三个方面的工作

要做：第一是推广小型风力发电装置，即几千瓦到几十千瓦的；第二是几百、一千或几千千瓦的大风机，国外已不是什么大问题了，我们怎样掌握这个技术；第三是探索性的工作，请工业空气动力学专业委员会或风能专业委员会组织些力量，要一些有头脑的人来研究，要把风力发电研究作为四个现代化服务的一项工作，对此要有足够的认识。"

2 要推广小型风力发电装置

我国是一个发展中国家，人民的生活还不很富裕，有一些地区，特别是西部边远地区的农牧民还没有都用上电，钱学森十分关注那些地区的能源问题。

1981 年 2 月，钱学森在给能源研究会的一份题为"我国农村的能源政策"报告中指出："我国有十亿人口，有八亿农村人口，我们首先要看到农村不同于城市，人口稀得多，有广阔土地面积。所以发挥农村优势，就要利用密度低的能源，这就是利用太阳光和由太阳光能派生出来的能源。第一条道路是发展沼气，第二条道路是风力发电和水力发电"。

1984 年 4 月，钱学森在来信中指出："年初中央开西藏工作会议，决定要在西藏大力开发风能和太阳能，你们学会何不自告奋勇，向自治区报名争取先实地考察一番"。根据他的建议，风能专业委员会先后组织力量参与了西藏、新疆、青海、内蒙、甘肃、福建、山东、黑龙江、江苏、广东等省（自治区）的风能开发和利用的可行性论证和技术咨询活动，特别是在甘肃（1984 年 8 月）、青海（1986 年 7 月）和新疆（1988 年 8 月）召开的三次利用风能开发西北讨论会，对推广小型风力发电装置，促进西北地区风能开发和利用起到了积极的作用。

钱学森十分重视小型风力发电装置产品的质量问题，他多次指出："风能研究要搞出价廉物美的商品，不要轻易地随便上产品，要搞市场调查（预测）"。1982 年 12 月，在一份小型风力发电机组鉴定的报告上批示说："我认为工作要做得彻底些，在鉴定之前，要总结样机试用的经验，然后仔细改进设计，考虑到小批量生产的工艺技术，再经过实用。第二步才能鉴定定型，然后推广。这才稳妥，才能成功。每步要有报告"。后来，他又多次来信告诉我们，搞风力发电不能"学究"式（1982 年 7 月），要造出实用的机器，还得是一位工程师，不能只是一位科学家，工程设计的创新就在于搞出结构简单可靠，造价低的机器，这里只注意空气动力问题是不够的（1984 年 2 月）；要开发就不只是研制，从技术上讲，产品要质优价廉才行，不然是站不住的。搞出耐用的产品不容易，请开发中心（指中国风能技术开发中心）千万注意，这可是实实在在的工程技术工作，要费很大的力气的（1984 年 10 月）。

实践表明：在我国，小型风力发电机组在解决有风无电地区农牧民生活用电方面起到重要的作用。另外，小型风力提水机组在解决有风有水资源的地区的农田灌溉、种草植树、改造沙漠和人畜饮水的问题上也有良好的前景。从长远考虑，发展小型风力机组对改善能源结构、保护生态平衡和充分利用资源等都有积极的意义。目前，我国小型风力机组技术已经成熟，实现了商品化。到 2000 年止，小型风力发电机组的装机容量已达 17 余万台。但是，在性能、成本、寿命和使用等方面还都有改进和发展之处。另外，随着用户需求的提高和科学技术的进步，还要不断开发新的产品，如 1～10 kW 风力发电机组。

3 要建设风电场

钱学森在指出要推广小型风力发电装置的同时，还提出了要搞大型风力发电机组，要同全

国电力建设结合起来的技术方针。在“我国农村的能源政策”一文中他就指出：“风力也有不稳定的缺点，单独靠风力发电要配蓄电池，投资就大了。最好是全国建成电网，把风力发电、水力发电、火力发电以及核电联合起来，同全国电力建设结合起来”。1982 年 2 月，他在一封信中指出：“风力发电将来主要应用于电网，用蓄电池储能成本太高，并网问题应该做工作。”

1981 年底，我在参加美国风能会议后写了一份技术小结，介绍了美国在加利福尼亚州发展风电场的情况。他看了以后来信说：“看了小结后，感到以前我们谈到过的有关风能技术的方针（指风力发电的最终目标是要搞对国家电力建设能起一定的作用的风电场）是对的”。

风力发电并网运行有三种方式：第一种是将单台中、大型风力发电机并入电网运行；第二种是将单台或多台中、大型风力发电机组与柴油发电机组组成风/柴系统并入电网运行；第三种是将多台大型风力发电机组组成风电场并入电网运行。目前主要是第三种。1983 年，在山东荣城安装了 3 台从丹麦引进的 55 kW 风力发电机组，建设起了我国第一个风电场。1984 年，钱学森得知福建平潭也要发展风电场后，非常高兴，要我与他的同窗好友福建省电力设计院的郑世芬总工程师联系，关心福建平潭开发风力发电。

为了贯彻钱学森提出的风能技术方针，进一步促进我国风能开发和利用工作，在国家科委的组织下，1984 年 11 月成立了中国风能技术开发中心。该中心是在国家有关部委共同指导下的一个科研、设计、生产和使用的技术经济联合体。它的宗旨是为中国风开发和利用提供先进技术，组织技术力量，协调攻关和开展基础研究工作，并同国外进行技术合作，及时将科研成果转化为生产，提供使用，取得经济效益和社会效益，同时参与国家和地区风能发展规划和技术改造的咨询工作。

钱学森对中国风能技术开发中心的成立非常高兴，他在来信中说：“你们搞中国风能技术开发中心，我很赞成”。并指出：“中国风能发展的出路在于横向经济联合，而横向经济联合已是今年改革的一件要大力推行的事”。中国风能技术开发中心成立后，在上级的领导下，在钱学森的直接关怀下，在全体参加单位的团结协作和共同努力下，在国家科技攻关、地区风能开发、技术基础研究、对外技术合作和技术培训活动等方面都做了大量的工作。

1988 年初，钱学森看了中心撰写的一份“美国风电场调查报告”后，要我们把报告呈送国家能源部，并在来信中指出：“要结合我们自己的条件，组织一个在我国开发风电场可行性的研讨会”。在他的指导下，中国风能技术开发中心组织了国内 20 余名专家，对中国风电场发展的规划方法进行研究，先后召开了 4 次研讨会，并于 1988 年底编写了一份 10 余万字的《小型风电场规划方法》报告，对我国风电场的建设起到了技术咨询作用。

1989 年，在新疆达板城安装了 13 台从丹麦引进的 150 kW 风力发电机组，在内蒙朱日和安装了 5 台从美国引进的 100 kW 风力发电机组，开始了风电场运行示范试验。从这之后，在全国各地陆续建设风电场，装机容量逐年增长，特别是国家计委提出的“乘风计划”，国家经贸委提出的“双加工程”和国家电力公司提出的风电场建设规划，对推进我国风电场建设起到了重要的作用，到 2000 年止，全国已建设了 26 个风电场，总装机容量达 34.4 万 kW。目前，风电场的建设正在稳步健康地发展，并取得了较好的经济效益，为利用新能源和可用再生能源，改善我国电力工业的结构，打下了一个良好的基础。

4 风力发电要搞产业

近年来，我国政府把风电场建设放在电力工业发展的一个重要位置，加上国际上对我国开

发风电的优惠政策，为我国风电场的发展创造了很好的条件，风电场建设有了一定的规模。但是，要使风电场持续、快速、健康地发展，还要解决好下面几个问题：①要实现大型风力发电机组的国产化，提高国产机组的性能、可靠性和可维护性；②要建立一个适应市场经济体制的，能促使风电发展的机制，并制定相应的政策和法规；③要进一步详查我国风力资源，选准风电场场址和改善风电场管理水平，以提高风电场的综合容量系数。其中，实现大型风力发电机组的国产化是最主要的方面。钱学森早在1990年就对我国21世纪的供电问题提出过重要的设想，他在9月份的一封信中指出："我最近又读到'Scientific American'1990年9月号地球能源专辑(中文译本叫《科学》)，其中有文说全美国的用电可以通过充分开发本土上的风能来满足——要用400万台标准化的500 kw机组。标准化可降低制造费用及提高可靠性以节省维护费，并说这样在美国现在风力发电成本每千瓦时为7美分，而新的烧煤火力发电站由于要加防污染措施每千瓦时也要5美分。风力发电成本在近期还可下降。风力发电的弱点是有季节及朝夕变化，不与用电时间需求相合，因此要靠调节的另一种电源。由此考虑，我设想我国21世纪的供电问题可以用以下方案解决。

(1) 400万台标准化的500 kw风力发电机组。

(2) 充分开发我国大、中、小水电资源。

(3) 烧燃料气的峰值供电气轮机发电机组。而燃料气来自化工等工厂，不是来自煤炭，没有污染。另外，还可以考虑用些核电以补不足。

这是一个以风力为主干的电力计划，请你们审查，有无道理。当然，如要考虑此设想，先要有全面的规划，这要有国家的支持。而你们搞风能的同志则要研究：

(1) 如何标准化以降低成本，提高可靠性。

(2) 选点及建网，先利用现有设施做起。

(3) 其他问题，如设备批量生产的组织。

总之，风力发电今后不能停留在小打小闹，要大干，从你们自己认识开步！面向21世纪的社会主义中国"。

1990年9月，我在能源部召开的"新能源(发电)工作座谈会"上，传达了钱学森的意见，引起了代表们的热烈反响，能源部的领导听了后亦十分重视。黄毅诚部长在能源部召开的一次风力发电场建设规划会议上明确指出："我们应当不失时机把风电提上议事日程，实行统一规划和组织领导，调动各方面的积极性，使风力发电成为我国电力工业的一个方面军"。

根据钱学森的意见，中国风能技术开发中心在国家科委组织下，从"八五"开始进行了百千瓦级大型风力发电机组的概念设计和200 kW大型风力发电机组的研制工作。钱学森对我国建立风电产业一事十分关注。1991年8月，他来信指出："中国风能开发的关键在于集中统一，再不能分散地搞'小炉匠'式的经营了！在《中国新能源和可再生能源》中介绍的风能单位就有198家！为什么不能组织起来，搞风能集团?"

我国风力机产业是从小型风力发电机组生产开始的，特别是内蒙古自治区，在自治区政府的重视下，采取补贴政策推广普及小型风力发电机组，扶植风力机产业。

为了加快大型风力发电机组国产化的进程，近年来，中央和地方通过扶植一些生产大型风力发电机组的企业，逐步建立我国自己的风电产业，到2000年止，我国已有6家公司在自选研制200～600 kW的风力发电机组，国产化率可达80 %以上。风力发电机组是一项高技术产品，要依靠科学技术进步，风力发电机组制造厂(或总装厂)在加快大型风力发电机组国产化进程中起到十分重要的作用。总装厂除了要协调好与各户的关系外，还要有自己的技术力量，抓

好总体技术的开发研究。

5 要做探索性的研究工作

钱学森对风能开发和利用中的探索性研究工作一直非常重视，并给予具体的指导。早在20世纪50年代，他就提出了“风洞风车”的概念。它和一般形式的风力发电机组相比，可以在同样的风速下提高风轮的输出功率。他的设想比后来国外提出的扩散型风能转换装置要早十多年。

1978年，气动中心开始对旋风型风能转换装置进行机理研究。同年5月，钱学森在气动中心低速所风洞中视察了旋风型风能转换装置模型试验。1982年3月，他在来信中向我们介绍了几种新概念型的风能转换装置，要我们组织些力量来研究。根据他的要求，我写了“关于新概念型风能转换装置研究工作的意见”的报告。他看后于1982年7月指出：“这些新概念型的风能转换装置主要是旋风型、气旋型和风车式的，可能还有别的方案。这些探索性的工作要由我们来做，真正实现了百千万瓦级的那就了不起了，意义就很大，当然不是短期内能实现的。这里边有一点很重要，就是文献中还没有提到的：这种风能装置不仅是气动力学问题，还有热动力学问题，是低温差、大流量的巨型热动力装置。作为一个科学工作者，应该认识到这个概念问题，要抓住它。这个问题解决了，从国民经济上看有重要意义，从科学技术上看也有重要意义。风能和热能结合起来，是大有希望的。”

遵照他的意见，风能专业委员会曾于1982年8月在北京召开了新概念型风能转换装置研究工作研讨会。会后，组织了有气动中心低速所、北京太阳能研究所、哈尔滨工业大学和哈尔滨建筑工程学院等单位参加的联合课题组，开始对气旋型风能转换装置(又称太阳能风能综合发电装置)进行可行性研究。在研究中自始至终得到了钱学森的亲切指导。1982年10月，他在来信中说：“用理论估算、计算，分析现有三种方案的性能，比较其优缺点，然后就可以改进得出更好的方案。再进一步可作局部模型试验，由此再改进设计，得出比较成熟的巨型风力-太阳能发电设计”。1984年2月，他在看完“太阳能-风能综合发电装置论证报告”后又来信说：“太阳能-风能综合发电装置采用什么风轮？我认为尽量用涡轮，提高转速，免去价格高昂的增速齿轮。如果简单的单级涡轮还不行，为什么不用我在20世纪50年代就提过的引射式风轮？请你们研究”。

1986年，我们开始对扩压引射式风能转换装置进行引导性试验，测定了扩压引射后在风轮处的增速效应，试验结果表明，这种方案是可行的。后来，中国科学院工程热物理所的计算结果亦表明是可行的。在此基础上，1988年研制了一台2 kW的扩压引射式风能转换装置，分别在12 m×16 m和8 m×6 m风洞试验段中进行整机性能试验。试验结果表明：扩压引射器使流经风轮的气流速度提高，在同样的来流速度下增加功率输出，另外这种装置的输出功率对风向的变化不敏感，在一定风向角变化范围内可以不考虑调向。

钱学森还亲自对一种斜轴式风力机的最佳轴倾角进行了计算，计算结果和德国设计的斜轴式风力机主轴倾角完全一致。以后，我国亦研制成功了这种风力机。

目前新概念型风能转换装置还处在科研阶段，但正如钱学森指出的那样，这项工作无论从科学技术上看，还是从国民经济上看都有重要意义，还要有人去做。

6 要重视风能技术交流和科学普及工作

1982年,风能专业委员会编辑出版了《风能通讯》,得到了钱学森的肯定。他在一封信中鼓励我们说:"我认为《风能通讯》办得很好,是你们风能专业委员会办的好事"。并指示我们在经济日报新技术专栏上搞个风能的专版,以广宣传。根据他的指示,1984年3月和4月,我们为经济日报组织了二期风能专刊的稿件;为人民日报,科技日报和中央人民广播电台撰写稿件;并协助中央电视台拍摄了"风能"录像片和协助科教电影制片厂拍摄了"风能"科教片;举办了"风力机空气动力学"讲座;编写了《中国风力机图册》和《风力机结构动力学》;1986—1989年还与原成都科技大学合作举办了一期风能大专班。这些活动对在全国范围内普及风能知识起到了积极的效果。

风能专业委员会还主持和参予组织召开了全国和国际的风能学术会议,通过交流团结了全国各方面的力量,促进了全国的横向联系和技术协作,受到了各有关部门和广大风能科技人员的支持。

1996年,当钱学森得知在山东乳山要筹建新能源科普公园后,他写信表示祝贺。目前乳山新能源科普公园已被中国科协列人全国科普教育基地。

二十余年来,钱学森对我国新能源(风能)开发和利用事业从发展方针、技术政策、研究目标和技术途径等各个方面都提出了重要的看法,实践表明这些意见是完全正确的。我本人有幸亲自领受他的教诲和指导,不但从学术研究上,而且从思想方法上都受益匪浅。我希望有更多的人来研究和运用钱学森的学术思想,我亦希望有更多的人能为开发和利用新能源(风能)造福人类,为提高新能源(风能)技术水平而继续贡献智慧和力量。

国家目标与技术科学
——钱学森的力学研究所建所思想

吴承康

(中国科学院力学研究所,北京 100080)

摘要 钱学森回国后创办的第一个研究所——中国科学院力学研究所的建所思想是他关于技术科学思想的集中体现。他认为技术科学要应用和发展自然科学和数学的理论和手段,来解决工程面临的实际问题,它应以新的概念、理论、技术和方法来武装工业,带动工业前进,并促使它不断发生质的飞跃。力学研究所主要进行技术科学研究,为解决国家建设中的重大问题和引导工业技术的发展作出重要贡献。历史的经验证明这一思想是十分正确的,在新的世纪中它仍应成为力学研究所继续前进的指导方针。

关键词 国家目标,技术科学,力学研究所

引 言

力学研究在完成国家目标中应起什么作用?中国科学院力学研究所的办所指导思想应该是什么?新世纪开始之际力学所应朝什么方向发展?回顾钱学森对力学所的建所思想和力学所四十多年来的历程,它的成绩、经验和教训,应能更清楚地看到力学所今后的发展方向。

1 创建力学所时期的指导思想

钱学森1955年回国后首先建立的研究单位就是力学研究所。他回国初期关于发展新中国力学事业的科研构想主要有[1]:

(1)科学研究应带领工业技术前进。"科学研究应走在科学前面,而不是跟在人家后面去回答那些很被动的问题"。"科学技术应该为工业生产指导方向,主要是领导工业技术的发展和更新,不仅仅是解决生产中的问题"。"应该分科学院的研究所、工业部门研究所以及企业所属研究所三个层次,彼此有明确分工,有合作,互相交流"。

(2)力学应是科学技术中的理论部分。"力学的内容不但应当包括应用力学的创始人克莱因时代的固体力学和流体力学,还应当包括弹道学、物理力学、化学流体力学、电磁流体力学(等离子体力学),而且还应包括自动控制理论、原子能利用、工程经济理论、运输理论等"。力学所成立时,便创建了弹性力学、塑性力学、流体力学、物理力学、化学流体力学、运筹学以及自动控制等7个研究室。自动控制室后来很快就发展成为中国科学院自动化研究所,运筹学室也在20年后发展成为中国科学院系统科学研究所。

(3)科学理论应当与科学实验相结合,又强调了理论在研究中的重要作用。"科学研究不能心急,不要拿起手就做,这很盲目。要先做理论分析"。"实际现象往往很复杂,看不出头绪。

因素很多,不能全加考虑。要分清主次。选定主要因素后,就制造一种模型,再做分析,与实验结果比较。如果不对,就修改模型,直到与实验相符为止"。

钱学森创建力学所的主导思想就是以技术科学为国家目标服务。他在力学所创建之初就指出"任何科学必须和实际结合,挑选课题应和国家工业推进方向相适应,要注意实际生产过程中发生什么问题,我们要耐心考虑并从中发现共同之点,解决这些问题就可以解决类似的若干问题"。"研究结果要注意实践的意义"。1955年11月先成立的四个研究组是:①弹性力学组,研究抗震的力学问题;②塑性力学组,研究描述物质塑性行为的本构理论,其应用背景十分广泛;③空气和流体力学组,研究叶栅流动,服务对象是各种叶轮机械;④自动控制理论组,研究工程控制论。其后在1956年力学所正式成立后组建的学科研究组,也都有明确和广泛的应用背景和服务对象。

1958年在全国形势的推动下,力学所也提出了若干以任务目标为主导的方向,并按"上天、入地、下海、工农业生产"四个方面组织研究。这个时期虽然有些目标提得过大,要求过急,一些做法偏离了科学院研究所应该遵循的正确原则,但一些所开辟的研究领域和方向,经过调整、巩固、充实、提高,仍然成为力学所以后为国家目标服务的重要方面。60年以后,在国家正确方针指引和钱学森、郭永怀等同志的具体安排下,力学研究所把主要力量调整到用技术科学研究为国家目标服务的道路上来。在一个时期内,与全国有关单位一起,在完成国家目标中作出了重要贡献。

2 与国家目标紧密配合,发挥技术科学先导作用,促进学科发展

最明显的例子是力学所在航天方面的工作。1958年,在全国形势推动下,中科院和力学所也曾有过宏伟的计划,但显然这种设想是不符合实际的。1960年在中央精神指导下对两弹研制工作进行全国一盘棋的全面调整部署。钱学森从全局出发,对力学所在整个计划中的地位和分工作了合理的安排,这里体现了他对力学所在技术科学研究方面要起主导作用的思想。当时力学所与有关部门大协作,定下几项侧重基础和提前性的研究任务:101—液氢液氧火箭发动机的燃烧与传热研究,为未来的高性能火箭提供基本经验与数据;102—飞行器再入大气层的气动与防热研究,为弹头气动和加热环境、气动响应、烧蚀防热理论与实验方法提供计算和实验手段;103—高温结构,为飞行器的薄壁、轻型、处于恶劣工作环境下的低安全系数设计提供可靠的理论和实验数据;104—高超声速冲压发动机,飞行马赫数大于6,采用超声速燃烧(后因任务调整终止);105—爆炸成型研究,为航天用薄壁轻型结构提供新的高效加工方法。这些工作都是走在生产之前,为型号研制提供基本数据和方法的研究工作。力学研究所通过这些工作,在整个发展中起了很好的先导作用。

为了探索对星际航行有独特优点的液氢液氧火箭发动机的发展道路,1961年力学所承担了国防部门委托的液氢液氧发动机的燃烧及传热问题研究。在两年多时间内,完成了氢氧发动机总体方案的探索研究,建成了500kg推力发动机试车台,并点火试车成功。其后进行了100多次气氢液氧发动机试车和若干次液氢液氧发动机试车,并对液氢冷却燃烧室的特性进行了研究。这些工作为开展液氢液氧发动机的研究创造了有利条件。其后根据国防科委的决定,"将全部技术成果及有关资料移交七机部,七机部在此成果及技术资料基础上,负责抓紧开展液氢液氧发动机的研制工作"。

在飞行器再入气动、防热研究方面,力学所在60年代初即开展了有质量引射和化学反应

边界层传热研究,得出了玻璃纤维增强塑料烧蚀和碳材料定常与非定常烧蚀理论模型;提出了用电弧加热等离子体亚声速射流模拟弹头驻点气动加热与材料烧蚀的方案,研制了920kW电弧加热器和一整套气流与材料烧蚀参数测量技术,如模型表面压力分布、冷壁热流、烧蚀速度、表面温度与辐射热流等,得出了可靠的防热材料驻点烧蚀数据。这些研究结果和方法均为设计研制部门所采用,直接在研制工作中起了先导作用。

力学所在60年代发展了一批关键的地面模拟试验设备。其中有:激波风洞与炮风洞(已达到 $Ma=5\sim18$,单位雷诺数 $Re=2.4\times10^8/\text{m}$)、电弧风洞($Ma=6$,$\phi=200\text{mm}$,电弧功率600kW),高温激波管($\phi=800\text{mm}$, $Ma=8\sim23$),发展了各种配套的测试技术,如:无挠性压电测力天平,瞬态测热测压技术,模型自由飞动态实验技术、激光流场显示技术、辐射和光谱测量技术、等离子体诊断技术、烧蚀边界层光谱测量技术等。钱学森、郭永怀曾明确指出:力学所在气动试验设备上,要坚持走发展脉冲型设备和瞬态测试技术的道路。力学所在这方面的成绩,在国内以至国际上都是很突出的,曾得到中国科学院科研成果一等奖(1979年),发明一等奖(1999年)等多项奖励。与有关单位合作的"系列生物激波管的研制及其应用"获1992年国家科技进步一等奖。

这些实验设备和测试技术,都为有关部门的研究单位提供了很好的研制基础与参考。在其中进行的试验研究,为设计部门提供了不少有用的数据。

在这些设备中,开展了粗糙壁热增量研究(给出了由于壁面粗糙可能引起的湍流热流增量的最大值,为弹头防热层可靠性提供了依据),表面突起物周围热环境的研究(弄清了振子天线、石英天线窗等周围的气动加热环境,从而为有效地解决这些部位的烧穿问题提供了依据),以及多项气动力、热问题的研究,为设计部门提供了结果与数据。

在烧蚀防热方面,利用火箭发动机试车的条件,对端头材料、热裂、天线窗局部结构的可靠性、弹头沟槽花纹进行了试验分析,研究成果对端头材料的选定起了关键性的作用,对端头结构如何防止热裂的原则意见也被设计部门所采纳。运用多种试验和分析手段,包括对吉林陨石烧蚀现象的考察分析,对弹头烧蚀时产生沟槽、菱形花纹、鱼鳞坑等现象的机理和规律得出了有用的结论,为防热设计提供了重要的参考依据。"弹头防热问题研究"1979年获国防科工委重大科技成果二等奖。

"第一代战略弹头再入气动力学和气动热力学研究"1986年获中科院科技进步一等奖。

在第二代弹头的研制中,针对再入通信中断问题开展了研究,进行了多种复合防热材料烧蚀对电波传输影响的大量试验,并对喷射亲电子物质、施加磁场、电场等方案进行了试验,得到了对烧蚀材料选择有重要参考意义的明确结论。钱学森曾指出,将平面电磁波在均匀无界等离子体中传输的常规理论模型,直接推广应用到再入飞行器周围薄层等离子鞘套情形是不合理的。力学所在激波管中进行了薄层等离子体中电波传输特性的研究,得到了各种参数影响电磁波传输的大量数据,为设计部门提供了重要参考依据。在烧蚀电离边界层和纯空气粘性激波层的理论分析和数值计算方面,力学所进行了长期、系统的研究工作,采用了较精确的方法,解决了烧蚀壁面与反应气体边界层紧密耦合问题;采用了解边界层方程的新方法,使中小型计算机计算分析这样的复杂问题成为可能;发展建立了湍流粘性激波层方法,计算了有化学反应等离子体鞘流场的各项参数,为设计部门提供了一整套数值模拟方法、程序和有价值的数据。这些工作成果,为我国第二代战略导弹减轻再入通信中断方案的确定,提供了可靠的实验和理论依据。

通过多年来在这些方面的研究和积累,力学所在与高速飞行器再入大气层有关的高温、高

速气体动力学领域内，在我国掌握和建立了一整套高温、有化学甚至电离反应、有非平衡效应的气体流动及其与物体表面进行复杂的力、热、化学反应及物质交换相互作用的理论、计算方法及相关的实验设备和实验方法，开展了理论与实验研究，形成了我国在这一高技术学科领域中的一支基本科研队伍。

总结起来，力学研究所在航天领域中，根据钱学森关于力学所工作的指导思想和总体布局，与产业部门研究单位密切配合，发挥了技术科学的理论和实验优势，在新概念、新方法、新技术上下功夫，在很多方面起到了一个先行官的作用，为完成国家目标作出了显著贡献。与此同时，也系统地建立和发展了有关学科领域的理论和实验方法，培养了人才和队伍。

另一个很能说明国家目标与力学技术科学密切关系的极好例子是力学研究所在爆炸方面的研究工作和成果。力学所这方面的工作是由钱学森倡导的，并得到郭永怀的完全支持。郑哲敏多年来具体领导了研究工作。在这一领域中，力学所结合国家目标，系统、全面地开展技术科学研究，形成了爆炸力学这一门新的分支学科。四十多年来，力学所开展的研究课题有：爆炸中土石定向运动规律与控制，建筑物爆炸拆除，钣金材料爆炸成型，爆炸合成金刚石，爆炸表面硬化，爆炸焊接，焊接容器在爆炸下的行为，爆炸压密，地下爆炸，穿甲力学，空气中的激波，可燃气与含尘气体的爆燃与爆轰，煤矿中煤与瓦斯突出机理，测试与试验技术及水下爆炸处理软基新技术等。

1960 年针对爆炸成型方向，组建了爆炸载荷、材料性能与爆炸成型规律几个研究组，对爆炸成型过程中水中激波运动和材料的加速、减速、再加速运动进行了细致的测量和分析，用数值计算和近似分析的方法解释了实验现象。对模具受力和强度分析导致“惯性模具”新概念的提出及其后的实践证明。1962 年完成了机理研究，得到了爆炸成型相似律（国家新技术一等奖），在此理论的指导下，可以用实验室中的小型试验来预测大型工件的爆炸加工条件和效果。钱学森为此命名了一门新的技术科学——爆炸力学。

1965 年面对即将来临的地下核爆试验，为了能正确地预测爆炸效应与分析试验结果，提出了描述物质在极高压力和加载速率下变形的流体弹塑性模型，在爆炸点附近，压力极高，以致岩石可视为流体。但在一定距离之外和在运动后期，岩体用弹/塑性材料描述较为适宜。1965 年郑哲敏、解伯民提出了适用于整个时/空领域的本构关系式，并提出处理若干实际情况的有效方法。其后又将此理论应用于穿破甲规律的研究，其中对成型炸药产生的自由射流破裂及其与靶材相互作用的机理进行了理论和实验研究，得出了穿破甲过程的细致机理和符合实际的理论解释。流体弹塑性模型研究成果于 1982 年获国家自然科学二等奖。

在定向爆破方面，力学所也结合工程项目进行了系统的技术科学研究。基于爆破过程可分岩土破裂与块体抛掷两个阶段的认识，分析了爆破过程的影响因素和相似规律，对抛掷距离、方向、最佳用药量等得出了表达式。1965—1967 年完成了平地爆破堆山研究任务，验证了分析结果，运用量纲分析方法，提出了平地定向爆破群药包延期爆破方案。研究结果以后也应用于定向爆破筑坝工程，得到了预期效果。

20 世纪 70 年代末，力学所开展了把两种不同金属焊接或复合在一起的爆炸复合工艺研究。在大量的模型试验基础上，运用量纲分析方法，研究板材在爆炸载荷作用下的加速过程，剖析爆炸复合形成波状界面的影响因素和成波规律以及界面附近介质的温度变化和金相结构，给出了使板材得到成功复合的工艺参数。

20 世纪 80 年代末创造处理水下软基爆破新技术，运用多年来对爆炸施工过程科学的认识积累和技术的掌握，发展了多种在水下用爆炸法排除、压实淤泥，填充石块的方法，并发展为

一整套施工技术，在多项港湾工程中得到成功的应用。与过去工程方法相比，大大降低了成本，缩短了工期，因而得到普遍推广。此项成果1990年获国家科技进步二等奖。

以上的一些例子，充分说明针对国家需求中的工程问题，运用和发展力学学科来解决问题，不但能够很好地完成实际任务，引导工业发展方向，而且还能丰富力学学科的内涵，发展新的分支和交叉学科。力学研究所能在这些领域中做出成绩，就是因为按照钱学森的建所思想，建立和运用高水平的技术科学学科积累，努力承担和解决国家目标中的科学问题，并在工作过程中注意开展规律性、学科性的研究，发展技术科学。在此过程中，国家的全面安排与合作单位的相互配合也是十分必要的条件，要力学所独立地承担和完成大型工程任务是不可能的。

“文化大革命”开始以后，有时由于各种社会政治因素的影响和缺乏正确坚定的领导方针，力学研究所的前进方向多次受到很大的干扰，一些应坚持和发展的研究方向和队伍被取消和拆散。有时研究力量被过分强调经济效益引向单纯的开发项目，研究工作面临被取消的危险。或者有时过分强调力学的基础性而忽视了它主要的技术科学本质和对国家目标应有的责任和贡献。如不加以纠正，这些方向偏差的后果将是不能作出有重大影响的科研成果，学科不能发展，已有积累逐渐丧失，队伍和研究水平降低，最后会导致力学研究所失去它在我国科研队伍中应有的地位，那样，力学研究所存在的必要性也就会成问题了。

最近国家领导对中科院的性质、地位、应起的作用经过仔细研究，多次给予明确指示，为中科院指明了方向并创造了很好的条件。结合创新工程的实施，力学所正面临难得的机遇，在此时机，回顾钱学森的力学所建所思想和力学所几十年的历程，把握住正确的前进方向，将是十分必要的。

3 新世纪中技术科学的重要性和力学所应起的作用

总结钱学森对力学所的指导思想和实践经验，可以看出：

• 他认为技术科学研究应该紧密围绕国家的重大需求与目标。20世纪60年代他在力学所气动、爆炸等领域的研究和科学部署无一例外地和国防技术进步的关键科学问题紧密相关，这样，所取得的研究成果促进了我国的国防科技的重要进展。

• 学科布局和组织的先进与高效是完成重大任务、促进学科发展的重要保障。钱学森从国家需求出发，以敏锐的科学眼光对力学发展进行了战略性的布局。在主攻队伍、学科储备力量及基础性研究配备中确立了合适的关系。具体科研中，他十分强调实验观察、理论研究和数值分析的优势结合，以系统、严谨的研究方法来保科研工作的高效性与研究结果的可靠性。

• 充分强调技术科学的前瞻性、以及对生产的指导意义。这不但体现在他个人的科研工作中，如跨声速流动、稀薄气体力学、物理力学等，都极大地促进了相应的生产上的进步，并且在对力学所的科研组织上，也强调我所的研究工作应该与产业部门拉开一定的距离，做工程师没有想到的、做不了的、但在不远的将来又是必须解决的问题，从而在更高层次上、更加主动地为产业的进步服务。

• 应该积极倡导交叉学科的发展，在新的生长点获取发展和突破的契机。他对物理力学、工程控制论等创造性的发展中也充分展示了“海纳百川”的科学构想；另外在爆炸力学的创立、火箭推进器的实现等不同的科学活动中，都表达了他对学科交叉发展的推崇。

进入新世纪，我国面临建设现代化国家的艰巨任务。对于国民经济建设、国防建设以至全社会知识文化精神文明建设的要求比起20世纪60、70年代又高了许多，国家的实力，各方面

的研究开发力量比当年有了极大的提高。但作为自然科学与工程之间的一个有独立特点的科学领域,技术科学的地位和重要性不但没有削弱,而是更为显著,技术科学应得到更多的重视和更大的发展。这是因为要赶到世界的前列去,没有自主创新的工业技术是不可能的,而高水平、先进的创新工业技术,必须依靠强大的技术科学支持、引导。我国新世纪中将有更多大规模的建设,西部开发又提出了一大批新的、有特色的技术问题,全国自然环境和工业环境的治理改造,工业生产中的高效、节能、节材、环保问题,国防工业在新形势下的新要求,无一不需要系统深入的科学理论指导,切实可行的新技术、新方法的推广应用。

在新的世纪中,工程对技术科学的需求更广泛,这也可从学科发展的情况看出来。如流体力学当前已不主要限于对航空航天的服务,而是深入到广泛的自然界和工业领域,如环境保护、自然灾害、化学化工、材料冶金、能源开发利用等等。研究内容深入到宏-细-微观综合的层次,与其他学科的交叉也愈来愈多和更加紧密。科学院的研究所更应在高层次、前沿、交叉学科方面发挥优势,与产业部门形成互补局面。力学研究所仍应以建所伊始的指导思想为主导,以高水平、系统的技术科学研究为基础,针对国家目标中的关键性科学问题开展研究,在为国家解决问题的同时,完善和发展技术科学本身的内容和体系。

在选题方面,有更多的可能,因而也增加了选择和决策的难度。要充分考虑到国家需求、我们特长、国内力量分布、学科和技术领域发展前景等方面,选择最适当的课题,并且狠抓落实,务求做出成绩。同时对学科的布局要有长远观点,对认定有发展前景,应属于力学所范围的学科,即使暂时没有大任务,也要坚持研究,培养人才,以增加科学储备。

例如,作为当前一个国家重要目标,解决好我国的能源问题应放在力学所选题考虑的前列。当前,优质能源如石油、天然气的勘探开发是一个头等重要的问题。最近我国在渤海发现特大油田,快速、安全、高效地开发好这个海上油田是一个重大国家目标。为了能独立自主地开发好这个油田,必须解决好一系列与力学密切相关的科技问题,如海上平台和海底管线建设,采油输油中的复杂问题,其中不少问题没有现成的规范可循,或者有中国和当地特点,必须用自己的技术科学研究,从根本上做起,科学地解决生产中面临的问题。中国海上石油总公司已经认识到自主开展这方面技术科学研究的必要性,和中国科学院订立了合作协议,共同出资进行有计划、有目标的综合性研究。力学所作为中科院研究力量中的主要承担单位,负有很重的责任。做好这件事其意义应是十分重大的。

综上所述,力学研究所在新世纪到来之时,仍应以钱学森的建所思想为指针,坚持以技术科学研究为主要方向,坚持为国家重大目标用自己的技术科学特长作出应有的贡献。这是总结历史经验得出的明确结论。

4 重视技术科学研究,建立适合技术科学特点的立项、支持、组织、评价体系

技术科学的重要性是显而易见的,可是当前在我国它的研究却不易得到重视和支持。这与领导思想和运行、评价体制有很大关系。目前在科技体制改革中,有一种两极化的倾向值得注意。一方面强调基础研究的高水平,与国际学术界的接轨,具体到以 SCI 论文篇数和引用率、国际会议邀请报告这样一些指标,并依此来确定课题设置和经费支持。另一方面只注重产品型号的研制,把经费拨到产品使用单位,再从这里根据产品的直接需要分出研制经费、预研经费,以至只有与最终产品能直接挂钩的项目才能分得研究经费。这种倾向使技术科学研究处于困难地位。

要使技术科学真正起到应有的作用,国家应从上到下统一认识,加强对技术科学的重视和支持。从基础研究的角度来看,技术科学有它的创造性、系统性、学术意义和科学水平,但具体内容、发表刊物、评价准则与纯基础研究有所不同,应该对它有一套专门的评价、管理办法。中国科学院等基础研究单位要有专门的机构和经费支持技术科学研究单位。从应用角度来看(这也应该是更重要的方面),科技领导和负责工业发展的部门应充分认识到:没有技术科学研究就没有自主创新的工业发展。这方面的工作是工业发展必不可少的组成部分,要在布局和管理体制上保证技术科学研究的持续进行。有的国家法定开发经费(国家的或国家产业的)的一定比例必须用于基础性研究。组织上要形成技术科学研究单位和生产单位密切合作的局面,也要形成一系列关于协作交流、知识产权、利益分配、管理协调等方面的政策和规范。

从研究单位如力学研究所的角度,要矢志不移地坚持以创新性的基础和应用基础研究为根本,搞好丰厚的学科储备,时刻为完成国家的重大任务做好准备,积极争取参加到国家重大项目中去,并以适应时代发展的、新的管理机制和评价体系,来鼓励科学家的奉献与献身精神。

让我们充分认识到力学研究所的应有责任和位置,应该遵循的正确发展道路,坚持不渝地用技术科学为国家目标服务,在新世纪中为我国人民作出更大的贡献。

致谢 写作中郑哲敏、谈庆明、魏叔如、竺逦宜、黄晨光等同志提供了资料并参加讨论,特此致谢。

参 考 文 献

1 朱兆祥记,钱学森组建力学所的构想(1955 年 11 - 12 月,东北之行中).

钱学森和中国空气动力研究与发展中心

焦安昌[1]　钮颂镛[2]
(中国空气动力研究与发展中心,四川绵阳　621000)

摘要　回顾了钱学森院士关于中国空气动力研究与发展中心及其前身中国空气动力研究院建设发展的重要指示和意见,从中可以领会他关于中国空气动力学发展的技术思想。气动中心三十多年来的实践表明,他对气动中心的性质、功能、任务、构成、设备以及长远科技发展等等的指导是正确的、成功的,并对当前气动中心实现"国家中心、世界一流"目标仍具有重要的指导意义。

关键词　空气动力学,钱学森,中国空气动力研究与发展中心

钱学森院士九十华诞即将到来,中国空气动力研究与发展中心在庆贺之际,满怀激情回忆他对气动中心建设的谆谆教诲和悉心指导,回忆气动中心按照他和郭永怀院士描绘的蓝图建设发展所取得的每一个成就。

钱老是气动中心技术建设的奠基人。气动中心的前身是中国空气动力研究院。早在1964年初,他就根据国家安全和经济建设的需要以及空气动力学事业发展的状况,建议成立全国的空气动力研究院,以"集中力量,形成拳头"。这个建议得到了当时主持科学技术工作的聂荣臻副总理的大力支持,并由此成立了十六专业组。1967年8月,气动研究院筹备组正式开始工作,钱老亲自担任筹备组组长。自那时起到1978年5月到气动中心检查指导工作止,据不完全统计,钱老关于气动中心建设的讲话和信函有28次(件)之多,根据记录整理的材料[3]达45000字以上。以后他又多次给气动中心主任写信,要求对某些重要的技术问题及其发展动向予以关注。钱老为建设气动中心倾注了大量心血。气动中心三十多年来的发展证明,他关于中心的性质、功能、任务、构成、设备以及长远科技发展等等的精心指导,是正确的、成功的,而且对于当前正在奋力拚搏实现"国家中心、世界一流"的目标仍具有重要的指导意义。

1　坚持为型号服务 同时兼顾学科发展

这是钱老为气动中心确定的性质和任务。他反复指出:"总的来说,我们明确了空气动力研究院,不仅承担导弹、飞机的气动问题,空间运载工具和载人飞船的气动问题也要搞……我们总的目标,必须解决这些问题"。"首先是这个任务。当然也要为工农业经济建设方面做工作"。"作好为型号服务的工作。就是要服务,如果有人不愿服务,就要说服他"。他还强调:服务"要有积极态度,不能用消极态度服务,不要等待……要想办法出主意","先行一步的研究要加强,要主动为型号工作,为型号设计提出意见,提出发展改进方向","应自己研究发展空气动力、气动力理论,提出新的设计思想,而且还应研究、改进、创造新的试验方法","气动手册还是要编一编,作为气动院,年年都有这个任务,这也是服务的一项任务"。与此同时,钱老又指出:"我们有个特点,是个学科性质的研究院……我们还要负责学科方面工作……就是学科方面的

发展"。他进一步解释说:"不是单纯发展学科,而是通过任务。气动力的发展,毫无疑问是通过生产斗争而发展的,通过实践的发展,有了大量的实践,做了许多气动力的工作,把实践加以概括,提高到一定理论。到一定时期,应在某一方面做好总结,包括部分在型号设计部门工作的气动力工作人员,看哪些需要系统化,上升到一定理论,写成文章、小册子,或写书。这个工作,我们责无旁贷……我们要关心这项工作,并把它组织起来,总结提高"。

由此可见,钱老认为中国的空气动力学:①首先应当是为型号研制和使用服务,提供气动数据,解决气动问题,实现型号使命;②这种服务不是消极等待,而应积极主动。为此,要研究、改进、创造、发展新概念、新理论、新方法、新技术,要深入型号使用部门了解需求,要提出改进型号气动设计和其他有关方面的意见建议,要整理编写气动手册;③努力为经济建设发展做工作;④通过为型号服务促进、推动空气动力学学科发展,学科发展要源于型号、用于型号,重要的是做好总结提高工作。

气动中心始终把为型号服务放在首位。三十多年来,想型号所想、急型号所急、帮型号所需,一直是研究试验工作的一个重要指导思想;在经费投入相当有限的情况下,充分利用和挖掘技术资源,保质保量按时完成了100多个各种型号的研究试验任务,解决了一大批型号气动问题。特别是在20世纪70年代中后期,积极参加钱老亲自发动并指挥的解决再人气动防热问题的"淮海战役",同时完成通信卫星及其运载火箭的特种试验任务,保证了我国火箭发射和第一颗通信卫星发射的成功;以后又着力于多个新型先进航空航天型号全面的气动研究试验,提出改进、提高气动性能的建议,使它们能纷纷"上天";90年代全方位投入"神舟"号载人飞船与气动相关的各项研究试验,为飞船顺利发射和返回做出了重要贡献。为了更好地为型号服务,坚持开展包括研究方法和试验技术在内的尤其是有重大应用背景的多个重点项目的预先研究,增强技术储备。此外,还努力开发军转民和军民两用技术,积极为国民经济建设服务。当前,国防科技和工业体制调整以后,正在紧紧把握重大发展机遇,除了继续努力为型号服务以外,还把气动研究试验工作进一步推进到为型号使用服务的领域。气动中心以为型号服务带动学科发展,建立改造了包括计算空气动力学在内的有关研究手段,使学科发展有更坚实的物质基础;把型号研究试验中发现的现象和问题列成课题,进行深入研究,以识别气动现象和问题,弄清其原因和机理,提出利用或抑制、改进的措施;大力支持基础和应用基础研究,尤其关注空气动力学前沿课题以及与其他学科交融的课题的研究进展;对为型号服务的科技工作加以总结提高,编写出版专业书籍和文集。

实践证明,钱老对气动中心性质和任务的定位是完全正确的。气动中心将坚持这个方向,积极主动地为型号的研制和使用服务好,为经济建设服务好,并通过这种服务来促进空气动力学学科的发展。

2 发展三种技术手段,综合解决气动问题

这是钱老为气动中心技术资源建设和技术能力发挥所明确的途径。1968年2月,他在谈到"我国空气动力工作应该怎样组织"这个重要题目时说,"经典的有两个主要方法,风洞试验和自由飞试验。现在要研究有没有第三种方法,用计算机算出数据来"。到了4月他明确指出:"认识在逐步发展,研究空气动力学有三个途径,越来越明朗。只强调风洞的作用不太好,要改进技术,三个途径都要强调一下。三种方法都要进行改进,进行研究"。1977年7月,他进一步指出气动中心完成任务的组织形式是"任务→分解(风洞试验、自由飞试验、计算)→结

果分析→报告”,还要求气动中心设立承接型号研究试验任务、解决型号气动问题的总体部。

钱老关于通过综合运用这三种手段并建立和加强总体工作来研究解决型号气动问题的思想,是关注计算空气动力学的出现和发展的认识结论,也是从中国的国情出发的,是一条投入较少而效益较高的路子。他对三种手段的建立和使用还提出了一些重要的观点。关于风洞,一是要建设大风洞。他认为,别的“可以得到趋向性的东西,但都靠不住,最后还是要用大模型试验”;二是要发展高速度风洞。他指出,“航空的速度增加,地空型号的速度也要增加”,型号“要提高速度,让他(敌人)来不及反应,一看见,跑就来不及了”,风洞“靠 AT-1 就不行了,要提高速度,要 6 倍声速,8 倍声速”,“再入的速度才是真正的高速度”;三是要进行气动与推进的一体化试验。他说,“空气动力研究院可以把冲压发动机试车装置捎带上”,“是否需要建造能安装带发动机的模型的试验风洞,要弄清楚。这种风洞投资很大,是不是需要,有没有其他办法?如果需要,不怕投资大,还是要搞”;四是他强调“应当尽量应用新技术”,“风洞运转主要靠自动化,数据测量和处理要自动化”,“第一流的新型电子化,就是全面实现新技术”。关于计算,他的看法,一是“不是只算算,而是为型号解出数据服务的”;二是“这个行当无所谓低速、高速……再高速中也有层流,层流就是低速问题”;三是“要向更高的阶段发展,高温、电离、磁场作用都要搞”,而且“理论和试验风洞(结合)在一起”;四是“和计算机的结合”,同时“计算方法研究很重要”,“还是两个结合”。关于飞行力学和模型自由飞试验,他认为当时“飞行力学是个空白,而且是个大空白”。因此,他给郭永怀院士写信说,“关于气动院的飞行力学及自由飞工作我们经验极少,做起来困难会更多些,但一定要搞,是国防科学技术所需要的”。他在信中还指出要做“三个方面的工作,即①用火箭橇来进行气动力及飞行力学试验;②用火箭在导弹飞行靶场把模型打入空中来进行气动力及飞行力学试验;③用特种专门的试验飞机或结合新型飞机的试飞来进行气动力及飞行力学试验”。他还在讲话中多次谈到自由飞试验问题。他说,“模型自由飞,要重视它,外国人也重视它,没有放下。飞机上那些比较“绝”的布局,除了风洞试验,还是要做模型,没有别的办法……我们发展自己的飞机,要发展模型自由飞这种办法”,“用自由飞工具,解决风洞吹风所不易解决的气动问题。着眼于气动力数据,定常和非定常的”,“重点是模型的设计及制造,以及试验工作的抓总协调”,“有了实验数据……工作是分析整理”。

气动中心按照钱老指明的途径,建立了由 40 余座风洞组成的速度、尺寸基本配套的风洞设备群,具备了与当前和近期型号研制相适应的试验能力;建立了由巨型机和微型机组成的、总规模每秒运算达数百亿次的计算机群,开发了工程实用的型号气动数值计算的平台,并在计算方法的研究上取得了突破性的进展;还克服各种困难,建立、保持并适度发展了模型飞行试验能力;综合运用这三种资源和能力,发挥整体优势,卓有成效地承担和完成了大量型号研究试验任务,范围涉及天、空、地、海,内容包含力、热、电、光,成为型号气动工作的主干;近几年来,又通过编制调整设立了总体技术部和总体研究室,解决型号气动问题的顶层设计和总体技术工作取得了长足的进步。

3 搞好设备设施规划,加强“技术后方”建设

钱老从一开始就高度重视气动研究院(气动中心)建设规划的制定,并与郭永怀院士一起亲自抓这项工作。可以说,他的讲话和信函大部分都是围绕规划的制定和实施的。他说,“要做好规划,包括规模、动力”,“要搞好计划、规划,主要是从计划、规划、体制入手,要有细致、深

入调查研究的工作作风"。他在三十多年前提出的一些观点至今仍有重要的现实意义。第一,一定要弄清型号部门的需求。当时他对航天的需求心中有数,"估计问题不大了",而"对航空的要求没有底",因此多次指出要"很好了解一下","看他们需要什么,千万不能人家要时我们还没有干起来"。第二,设备建设、研究工作必须考虑整个国家的体制和布局,要分工协作,不要重复浪费。他针对当时情况,具体说明了气动研究院哪些该做哪些不要做、哪些由自身来做哪些协助别的单位做、哪些完全由其他有关单位做的分工划线,还指出"风洞建设肯定不能分得太散","我们讲集中,不是为了自己,而是为了国家","太分散不行,太集中也不行","但是要有一个限额"。第三,设备建设、研究工作必须先行。他多次说:"我们不出型号,我们的难度就是要比出型号还得想得远些。我们的周期长,不能只考虑当前,要抢在型号前面,要看到国际形势的要求"。"现在空气动力工作远落后于型号发展的需要"。型号"要上天,又没有必要的试验设备,一步落后,就会步步落后。不能这样,总是我们气动试验设备落后于型号研制,我们一定要把试验设备提前搞上去"。第四,"技术后方"的建设要跟上。他说,"这些年的教训,有风洞,还要靠其他做辅助,才能完成任务"。"总结工作经验。我感到这十几年的工作经验有这么一条,一定要重视技术后方,试制加工力量,风洞的改进维修维护,模型制作,测量仪器的改进,仪器的加工,这些工作千万不能轻视。过去我们在这方面吃过亏,认为风洞建好了就万事大吉。风洞建了不少,要充分发挥其作用。上述哪些是气动力单位的技术后方,与工作需要不相称、不配套,直接影响我们正常工作的进行,请同志们总结一下,现在这方面力量距需要差得很远"。他还十分关注风洞的动力系统和真空系统,包括电力供应的问题。他同样重视科技情报信息工作,倾向于成立专门的情报机构,并同气动中心所具有的学科性质联系起来,认为这样做是"照顾到学科","可以做学科的工作"。

钱老对风洞设备建设给予了更多更具体的指导。他把风洞分成四类,"一种是用连续式的风扇,吹风时间长;一种是暂冲式,几分钟的,25个大气压;一种是放电的,用100~200大气压的高压气体;一种是脉冲式,放电激波管、激波风洞、放电风洞,包括轻气炮。……第一种特点是设备大,用电多,长时间工作;第二种是蓄气式的,连续功率并不大;第三、第四种是蓄能装置,功率不大。四种类型可以分开摆"。他提出,"要明确要求,这些风洞试验设备不是做研究用的,而是要满足上述型号研制所必需的吹风要求"。不仅如此,他还亲自对一些主要风洞给予方向性的指导。例如他指出,"7m×7m低速风洞,稳定段里还要放个模型",即搞两个串列的试验段;"3m×3m的低速风洞,要把湍流度降下来";"柔壁风洞技术得加把油";"变密度风洞,要同2.4m跨声速风洞结合起来干";"高超声速风洞、激波风洞不是研究性工具,而是要为研制的型号拿出成果拿出数据";"高超声速风洞、电弧加热风洞、激波风洞……要搞相当大的"。"激波管……达第一宇宙速度,到8km/s,解决驻点焓值……激波风洞,试验段直径2m左右,达第一宇宙速度";"自由飞风洞(指自由飞弹道靶)还是干","轻气炮要搞,是有用处的。我们国家要搞,这是有用处的设备";"电弧加热器焓值还要提高,要向高焓努力"(在另一处提出要到7000cal/g);"低密度风洞要到50~160km";"高温结构风洞还要研究。如果行的话,还有个加热方法问题"。此外,他还专门指出,"空气动力研究院搞风洞设备的设计,一直到结构设计,包括测量和控制"。"有一条经验,就是抓总体的重要性。搞出任何一个东西,总体抓不好,东西就出得慢,扯皮多……风洞也够复杂的。要达到吹风的目的,不光是气动设计,还有测量问题。气动、结构、测量系统、安全检验系统、数据处理系统,还有什么系统,要协调起来。若没有抓总体的,这个风洞设计不好"。因此他认为气动中心要"把搞设备设计的力量集中起来,是设备设计的总体部……拿出新风洞及其他设备。"

气动中心的风洞设备正是按照钱老的想法逐步建设起来的。已经建成的风洞群为国际同行所瞩目，尤其是 8m×6m 大型低速风洞、2.4m 大型跨声速风洞、2m 激波风洞、200m 自由飞弹道靶等已跨入“世界级”风洞设备行列，成为我国空气动力学在国际上争得一席之地的重要标志。而且，钱老所要求的大型高超声速风洞、超大功率电弧加热器以及立式风洞等也在庄逢甘院士等的大力支持下已被批准立项，即将建设，完成后必将进一步增强我国气动研究试验的能力。三十多年来尽管事过境迁，国际国内情况发生了巨大变化，科学技术呈现出革命性的进步，但钱老关于风洞建设的技术思想却是高瞻远瞩，经受住了历史的检验。

这里还应指出的是，钱老对于提高风洞速度和开展再入目标识别研究试验提出了重要的技术思想。关于前者，他强调要走脉冲式装置的路子。他认为“真正解决高速气动问题，还是要靠几毫秒的脉冲风洞。下定决心，坚决地走这条路。炮打风洞也是一种手段，但最后解决问题是不是靠它？如果最后不解决问题。还是不能靠它”；他主张发展脉冲放电风洞并说“看来污染问题可以解决”，以及“激波膨胀管，一边打，一边抽，后面用低分子泵设备抽，达到第二宇宙速度，11～12km/s”；他指出以后再高的速度“还是顺着这个杆爬，还是用这个办法，脉冲式几毫秒的。达到速度增高的办法，是用磁流体加速，采用电火箭技术，也是脉冲放电，利用电磁流体的收缩效应，使速度达到 100km/s。做大模型，大能量，大约储能要 100 亿 J。这条路走得通。将来还是搞毫秒级的测试技术，搞大能量的储能装置。搞激光的人也需要这种装置。超过第二、第三宇宙速度，还是采用这个途经，脉冲放电。一般储能为几十亿到一百亿 J”。由于客观条件的限制，气动中心对于脉冲放电风洞只做过初步论证，激波膨胀管也在摸过一阵子后放下了。但是，从长远发展的观点看，钱老的这个思想是值得重视的。关于目标识别，在当时有专门的研究机构的情况下，他认为更多的工作应由这个机构去做。但他指出，“最需要的是搞尾迹研究的。弹道式再入的尾巴，电子密度有变化”。“对敌人的目标要识别；我们的目标不让他（敌人）识别；反导上去打到没有，要马上反映下来；（还有）对地球人造卫星的识别……任务就是这么四条……其中有些项目由气动院解决”。“识别所要解决问题，不是纯气动力问题，而是由各种电磁波和弹道周围流场作用，这是取得识别的一种方法，气动加上电磁波的作用，即相互作用……研究电磁波与等离子体，要完成这个任务，需要试验设备……照现在的理解，弹道靶肯定要建。小型电弧风洞建不建，再研究。若不是单纯流场，而要用激光、红外线……还可以建，但尺寸要有一定限制”。在当前的形势下，包括气动中心在内的气动单位和气动工作者应当更加重视这个问题，加倍努力，克服困难，力争取得更大更好的成果。

4 认清历史责任，争创世界一流

钱老始终关心着气动中心的建设发展，特别是 1978 年 5 月他与当时的国防科委主任陈彬一起到气动中心视察，检查指导工作。年近古稀的他在长达 15 天的时间里走遍了每个角落，深入建设工地、研究室、实验室、车间、学校、机关，进行调查研究，并在干部大会上发表了十分重要的长篇讲话。在这次讲话和以往历次讲话中，除了上面已经提到的以外，他强调要认清历史责任，说全国四个现代化，气动中心“占了两个现代化，国防现代化和科技现代化……是全国最大的气动力研究单位……应充分认识到，地位光荣，责任重大……我们的思想和行动，一定要与之相称”。“我们的工作是很花钱的，要感到责任。我们的责任很重，搞得不好，完不成任务，浪费了，辜负了人民的期望”；他明确四项任务：“第一条培养人；第二条是研究方法，三种方法；第三条，不仅为型号研制服务好，还要做好先导性工作，提建议，供他们参考；第四条，要总

结，出东西，还有学科任务”；他非常重视科技队伍建设，不仅把它列为第一项任务，而且要求科技干部“在学习任务中，要加上唯物辨证法的任务……这是完成任务所必须的一种工具。一定要学一点辩证主义”，“要学习，干中有学……要敢干，不要等。不懂，就边干边学。要只争朝夕”。认为气动中心“……现在是青黄不接，要培养，解决各行业力量不足的问题……要带研究生”；他希望把气动研究试验组织管理好，指出“组织管理现代化科学技术本身就是科学技术”，各级领导机关要“学一点这门学问，当然同时也应学一点空气动力学，先搞点常识”，并提出学习《科学、技术、管理》这本书，“搞一本，几个人一本，看看。这本书讲的是如何管理科技”。还特别指出设备建设和研究试验“需要的就坚决干，不需要的就坚决不干。有所不为才能有所为，要集中力量打歼灭战”；他要求工作中一定要勤俭节约，“勤俭节约要再提醒一下”，“为人民服务，要艰苦朴素”；他告诫要团结协作，“为全国型号研制服务”，“要团结全国气动力工作力量……要团结701，沈阳还有626，哈尔滨还有627，还有高等院校，北大、清华，力学所，各型号研制单位。要考虑跟人家有什么矛盾，我们有一份责任。搞不好团结，我们要负责”。“要利用全国的力量”；他以强烈的民族自尊心和对科学技术的深邃洞察指出，“不一定外国人怎么干我们就怎么干。不能光凭苏联有，我们就干，要作分析”。“要敢于怀疑外国人的东西，要相信自己，相信我们能够赶过外国人”，“达到世界先进水平”。

气动中心虽然各级领导换了几届，队伍也有了很大变化，但始终牢记钱老的这些教导，坚持以科研试验为中心，加强全面建设，采取联合办气动专业、自己培养和委托培养硕士和博士研究生、压急难险重任务等办法使“青春方阵”迅速成长为主力军，通过多次必要的适应性技术改造大力提高为型号研制和使用服务以及为国家经济建设服务的能力和质量，完成各项气动研究试验任务，推动和促进空气动力学学科的发展。1993年9月，又提出“国家中心、世界一流”的奋斗目标，力争在设备能力、科技人才、创新成果这三个方面实现跨越式发展，跻身于国际先进行列。1999年4月，江泽民总书记为气动中心题词：“发扬无私奉献不懈攀登的风雷精神　为实现国家中心世界一流目标而奋斗”。在新世纪之初，气动中心一定遵照江主席的指示，努力再努力，奋斗再奋斗，把钱学森院士亲自提议并筹备建立起来的中国最大的空气动力学研究试验机构建设好，为中国航空航天事业和空气动力学事业的发展做出应有的贡献。

钱学森，这位在全球享有盛誉的中国伟大科学家的名字，将始终同中国空气动力研究与发展中心紧紧地联系在一起。

参 考 文 献

1　中国空气动力研究与发展中心主任.

2　中国空气动力研究与发展中心原副主任.

3　该材料由唐进伟、陈承厚根据记录整理，未经本人审阅，在此向他们致谢.

钱学森技术科学思想
指导清华大学工程力学研究班的创建

清华大学工程力学系

(北京　100084)

摘要　阐述了钱学森先生技术科学思想在清华大学工程力学研究班创建过程中的体现。正是在钱学森先生技术科学思想的指引下,导致了在我国工科院校成立了一批工程力学专业,而清华大学工程力学研究班为这一过程起了先导作用。文中还介绍了钱学森先生近十年给我系写的两封信,表达了他对工程力学发展前景的乐观和对力学与工程相结合的重视。

关键词　钱学森,清华大学工程力学研究班,技术科学

1　钱学森技术科学思想的形成

1934年,钱学森毕业于上海交通大学机械系,同年考上清华大学留美公费生。1935年赴美留学,师从著名的冯·卡门教授,攻读航空工程博士学位。1937年,冯·卡门教授曾应邀访问清华大学。他于七七事变前夕经由莫斯科安抵北平,7月9日经南京转赴南昌,亲自检查我国的风洞建设。冯·卡门教授留华两周余,曾举行公开演讲两次,后经日本返回美国。钱学森获得学位后,先后任美国加州理工学院的副教授和教授。抗日战争胜利后,清华大学于1946年迁回北京。清华大学在北京重建后的航空工程系,由王德荣教授任系主任,并曾聘任钱学森、顾培慕、宁幌、陆士嘉、沈元、屠守锷、丁履德、王宏基等为该系专职教授(钱学森教授因在国外未能应聘到校)。清华大学档案馆至今保留着梅贻琦校长当年发给钱学森先生的聘书。

1955年,经中国政府努力,钱学森先生辗转回国。时值中国科学院成立力学研究所,钱学森任所长。钱学森先生回国后,根据科学的性质,提出了"技术科学"这一科学领域的内涵,并在中国结合国情,大力倡导。"技术科学是关于技术的基本理论的科学。以人工自然为研究对象,以技术客体为认识目标,通过技术理论的建立与应用,绘出工程技术客体的有效设计和计算方法,为人类控制和改造自然提供理论。它是介于基础科学和应用科学的中间环节,它既是基础科学的特殊应用,又对应用科学有普遍指导作用"(见辞海(缩印本),1999年版,第810页,上海辞书出版社)。辞海中对技术科学一词的上述定义,从方方面面映射出钱老对这一问题的阐述。1955年冬,钱学森在北京理工大学做了"谈技术科学"的报告。他在报告中明确指出:应用力学或工程力学应属于技术科学,它应介于基础科学和工程技术之间,它的研究对象应是工程专业中共同性的和具有规律性的问题。

钱学森先生的上述思想,与力学史上著名的哥廷根学派的治学理念一脉相承。为此,可回顾一下钱学森与哥廷根学派的师承和渊源关系。哥廷根学派的祖师是 A. August Föphl。Föphl本人是慕尼黑工业大学的工程力学教授。他不仅把两个儿子培养成为工程力学教授,而且把两个女儿也嫁给了两位工程力学教授。两位女婿中的一位便是后来成为哥廷根学派的

领袖人物 Prandtl。Prandtl 学机械出身,他不仅具有丰富的工程知识,而且具有出色的数学才能。但他自认为是一个工程师,而不是数学家。1903 年,年仅 22 岁的 Prandtl 在第三次国际数学家大会上宣读了他的边界层理论。这项工作立即引起了国际知名数学家哥廷根大学数学系的系主任 Klein Felix 的注意,他认为 Prandtl 是一个有杰出才华的人。于是将其从汉诺威高等理工学院聘请到哥廷根大学任职。Prandtl 在哥廷根大学主持建立了应用数学力学研究所,并亲自出任研究所的领导人。在 Prandtl 的领导下,哥廷根大学应用数学力学研究所人才辈出,培养出了一大批力学大师。其中有一位便是钱学森的导师冯·卡门。冯·卡门是匈亚利人,早年毕业于布达佩斯高等理工学院机械系。美国的近代应用力学,是在冯·卡门从德国移居美国后才建立起来的。冯·卡门是美国近代应用力学的奠基人,他推动了 20 世纪 30 年代后期美国应用力学的迅猛发展。正是在这个背景下,钱学森来到美国留学,直接师从冯·卡门,自然受到冯·卡门乃至哥廷根学派治学风格的深刻影响。

2 工程力学研究班的诞生

1954 年,国务院开始制订 12 年科学技术远景规划。最初只有 20～30 人参与规划的制订,后来扩大到 300 人,并划分成多个规划小组。1956 年 5 月,规划的制订工作顺利完成。该规划包含了 56 项,都是与国家工业发展密切相关的项目。周恩来总理看后,指出应增加与基础研究有关的内容。于是,规划中增添了第 57 项,即天文、地理、生物、数学、物理、化学、力学等学科的发展规划。为推动规划的实施,成立了一系列领导小组。其中力学部分,由钱学森任小组组长,郭永怀和张维任副组长。小组紧张工作了一个多月,勾画出了发展力学的详细蓝图。但同时提出了一个紧迫的问题:谁来承担其中的具体工作? 力学小组的专家们深感要发展力学学科,首要任务之一是培养一批人才。

解放前,我国的高等院校都没有力学专业。有些学工程的人到国外学习力学,如钱学森、张维、杜庆华、钱令希等,也有学物理出身的人转学力学,如郭永怀、钱伟长等,解放初期从事力学工作的人仍极少。1952 年院系调整,是否应在清华大学设力学专业曾成为一个有争议的问题。一些力学工作者,如杜庆华、张维, 陆士嘉、万家潢、张福范等,认为应该设力学专业。但当时的苏联专家不赞成,因为苏联的力学专业不是设在工科大学,而是设在综合性大学。于是,教育部只在北京大学成立了数学力学系,在清华大学和其他大学都没有。面临力学人才短缺的困境,以钱学森为首的力学发展领导小组提出了两条建议:①在若干所大学设立力学专业。清华大学于 1958 年成立了力学系。但当年招生,5 年后方能毕业,缓不济急。②从 1957—1958 年重点工科院校的毕业生中,挑选优秀者,办力学研究班。

经国务院决定,由高教部与中国科学院在清华大学建立工程力学与自动化两个研究班(工程力学研究班办了三届,自动化研究班办了一届),该研究班由中科院力学所和清华大学联合承办,编制隶属清华大学。钱学森教授、郭永怀教授、钱伟长教授、钟士模教授参加建班的最初工作。中国科学院张劲夫副院长大力推动了这一工程科学高品位人才培育工作。钱学森教授为这两个研究班的第一主持人。钱学森先生根据在国外发展航空航天工程的特点及经验,深知在航空航天领域,培养从事技术科学的人才的重要性,亲自主持创办这两个研究班。力学研究班由钱伟长教授为首任班主任,郭永怀教授和杜庆华教授为副主任。钱学森先生同时主持的自动化研究班也是由中科院和高教部为贯彻科学规划而合办的,学制一年,班委由钟士模、陆元九、郎世俊等组成。其后由于“反右”运动,钱伟长教授不再主持力学班工作,由郭永怀教

授接任力学研究班班主任。郭永怀教授继钱学森、钱伟长先生后主持力学研究班的工作,他每周一下午自中科院力学所至清华大学杜庆华教授家中讨论教学及论文工作。由于党组织和日常行政隶属于清华,故由杜庆华教授抓日常工作。班址选在西直门外的中科院植物所内,与北京动物园毗邻且相通。工程力学研究班分流体力学和固体力学两个专业。自1957年2月起每年招生约100人,学制2年。至1962年2月,力学研究班共办了三届,招收学生309人。

力学班的培养目标定位于高层次师资和研究人员。当时虽然没有言明是否给予学位,但事实上是准备按照苏联模式培养副博士的。所以要求各单位进行遴选,以利培养。工程力学研究班和自动化研究班培养了从事工程力学与自动化这一技术科学学科领域的研究与教学人才,因此学生的来源乃是选择大学本科将毕业的各工科的优秀学生和从事工程基础研究和教学有一定工作经验的研究人员和教师。生源来自三个方面:①高等院校工科四年级学生;②工厂及企业研发部门的在职科技人员;③在职的高等院校力学教师。毕业后②、③部分人员回原单位,①部分研究生统一分配到高等院校与科研院所。在听课、读书的基础上,根据当时的实际情况,分别完成"专题研究"和"研究论文"。许多著名教授参加了论文指导。参加指导学员工作的有中科院力学所钱学森教授、郭永怀教授、林同骥教授、李敏华教授,郑哲敏、卞荫贵诸位教授等也参加了指导工作。清华大学张维教授、夏震寰教授、杨式德教授也进行了论文指导工作。尔后教育部发文正式将这三届培养的研究班学员认同为研究生毕业,虽然当时我国尚未实行学位制度。

工程力学研究班的学员们得以聆听力学大师们的教诲。钱学森先生亲自讲授"水动力学"和"宇航工程"讲座。他自己在跨、超声速流动、薄壳屈曲理论、工程控制理论这些分支领域作出了流体力学、固体力学、自动化与控制等学科的开创性成果的基础上,深感技术科学的重要性以及在航空、航天领域里的基础性,将工程力学研究班与自动化研究班作为在国内培养技术科学人才的"试点"。钱学森先生的渊博知识和深入浅出的讲解深深地感染了每一个学员。更重要的是,钱学森先生理论联系实际的治学思想和办学思想对研究班和学员产生了深远的影响。钱伟长先生讲授"应用数学"、"工程流体力学",钱伟长先生、杜庆华教授讲授"弹性理论",郭永怀教授讲授"流体力学概论"和"边界层理论",李敏华教授讲授"塑性力学",郑哲敏讲授"动力学"、"应力和波",黄克智讲授"蠕变与热应力",潘良儒讲授"流体动力学",孙天风讲授"气体动力学"等等。工程力学研究班的党总支书记先由王和祥担任,后由于王赴苏联学习,由何友声担任。担任工程力学研究班秘书有王和祥、徐建国(哈尔滨建工学院教师)、余寿文、郑兆昌等。虽然每届研究班都分为固体和流体2个专业班,但它们有共同的基础课程,并互选对方的专业课程。何友声院士在回忆中写到:"班内的学习风气极好,植物园内书声朗朗,大有'只读圣贤书,不闻天下事'的味道。早晨锻炼时则通过内院跑进动物园,与狮象虎豹为伍。"

三届工程力学研究班培养的人才经过毕业近四十多年的工作考验,证明这一培养制度是成功的。以20世纪90年代中国力学学会第4、5届的理事会的常务理事的组成人员为例:20多位常务理事中有四分之一至三分之一的人员曾经是工程力学研究班的学生和教师。他们伴随着历史走过我国工程力学发展的40~50年的轨迹,各自在自己的教学、研究岗位上为我国工程力学的人才培养和科学研究做出了贡献。历史证明了钱学森先生这一具有预见性和战略性的眼光,为我国工程力学事业的发展,奠定了坚实的基础。它对力学学科的发展产生了深远的影响,其科学思想深远地影响了中国许多重要大学的工程力学系的建设与人才培养,也催生和抚育了清华大学于1958年正式成立工程力学数学系。工程力学研究班学员助教中俞鸿儒、朱伯芳等及学员张涵信、谢友柏等日后均为国内贡献较为突出的工程力学专家。讲师朱颐龄、

阮孟光、张行等在当时力学教学上已颇有成就。而当时的助教学员如唐照千、林钟祥等对推动工程力学研究班亦做出突出贡献。

3 工程力学研究班体现的钱学森技术科学教育思想

在工程力学研究班的创建过程中,反映了钱学森先生的下述思想。

(1)力学必须以工程为本。钱学森先生在创建清华大学工程力学研究班的主要指导思想是:力学的高级人才要来自工程科学的各个领域。因此,力学研究班的学员全部来自各高校的工科各系、科研部门和厂矿企业,并强调研究内容要结合我国的重大工程问题。钱学森先生认为:要学好力学和搞好力学,让本科生学习一定的工程课程是很有必要的。力学研究班的学员来自不同的工程专业,正是这一指导思想的具体体现。工程力学研究班的创办过程中,积累了办学的经验。证明在工程专业本科学习的基础上,再进行工程力学的研究与学习,可以培养出从事工程力学研究与教学的高层次人才。从机械、造船、土木等工程专业选拔生源,这些生源具有坚实的数学、物理、力学的基础知识,又具有这些工程专业的实践训练。学习过工程设计的基础理论,并具有相应的工程部门实践训练。由这样的生源经过培养,有利于培养既具有坚实的基础理论又有一定的结合工程进行工程力学研究与教学的高层次人才。

(2)力学必须与其他技术科学学科相结合。钱学森先生在创建清华大学工程力学研究班时认为不能把工程力学研究孤立起来,与制导、控制相结合。这就是他提议同时成立工程力学和自动化两个研究班,而他愿意作为两个研究班的总负责人的原因。这一思想对工程力学在后来的两弹一星研究中起到重大影响,为我国航空航天事业的发展作出重大成绩起了推动作用。也是在这一思想指导下,一届力学班的成员参加了我国第一枚探空火箭的研制工作。

(3)力学教育应以小课为主。钱学森先生建议工程力学的高层次、研究型人才教育应以上小课为主。为从物质条件上贯彻钱学森先生的这一建议,中科院当时在位于动物园的动物所和植物所中拨出一部分房子作为力学研究班的授课教室,这为以后高层次、研究型技术科学人才的素质教育提供了一个新的模式。

4 钱学森先生关注清华大学工程力学系的发展

钱学森先生在随后的岁月里,对工程力学研究班的延续——清华大学工程力学系——的发展仍倾注了心血。以最近十年为例,尽管钱学森先生已人高龄,且脱离力学多年,但仍然对力学的教育和学科的发展方向十分关注。1991 年 11 月 1 日,我系刘清君等 15 名博士研究生致信钱学森先生,信中提到"在我们的成长过程,深受您的影响,如今又在您主持创立的力学系学习,虽然没有机会成为您的学生,但非常希望您能对我们的工作、学习和思想提出建议。您对科学发展的总体看法、对我国科技发展前景的预测、多年来的亲身经历和体会定将使我们受益终身。我们热切期待着您的回音"。钱学森先生于 1991 年 11 月 14 日回信中指出:

刘清君同志:

您和郭延虎、刘少源、何东明、张明、朱先奎、郑珍平、居时胜、申连喜、徐军、冯西桥、陈夫尧、陈强、陈伟、陈刚 15 位工程力学博士生的来信收到了。您们要我对诸位的工作、学习和思想提出建议,这使我为难:1. 我脱离工程力学工作已 30 年了;2. 对清华大学工程力学系的现

状不了解；3. 对您们的具体情况也不知道。但不写回信也不对，下面只讲一个问题，供诸位参考。

我想工程力学系是必须理论联系实际的，一方面是精深的力学理论；另一方面是工程实际急待解决的问题。您们必须以理论去解决实际问题，要得到在生产第一线工作的工程师的欢迎。万万不可只发表论文，不解决问题，让工程师们觉得有你没有你一个样！

怎样做到理论联系实际？必须深入实际。但到了现场，实际就在眼前，你也可能抓不到问题的要害。原因何在？缺少分析洞察问题的能力！怎样培养分析洞察问题的能力？我认为最好的方法就是学习并掌握马克思主义哲学。

附上几篇我写的文字，供参阅。我只能做到这里，更多的问题我解决不了，诸位请问您们的导师吧。

1997 年，时值工程力学研究班和工程力学系建立 40 周年之际，钱学森先生于 9 月 30 日为我系致辞写道：

工程力学系：

您们 9 月 15 日信及建系 40 周年活动筹委会信都收到。

回忆过去，展望未来，我这个已脱离力学工作多年的人，也想到许多，谨陈述如下，这也算是我对工程力学系建系 40 周年的祝贺。

在 20 世纪初，工程设计开始重视理论计算分析，这也是因为新工程技术发展较快，原先主要靠经验的办法跟不上时代了。这就产生了国外所谓应用力学这门学问，它包括流体力学、气动力学、水动力学、弹性力学等，为的是探索新设计、新结构。但当时主要因为计算工具落后，至多只是电动机械式计算器，所以应用力学只能探索发展新途径，具体设计还得靠实验验证。

到了 60 年代，能进行快速计算的芯片电子计算机已出现，引起了计算能力的一场革命。到现在每秒能进行万亿次浮点的机器已出现。随着力学计算能力的提高，用力学理论解决设计问题成为主要途径，而试验手段成为次要的了。由此展望 21 世纪，力学加电子计算机将成为工程新设计的主要手段，就连工程型号研制也只用电子计算机加形象显示。都是虚的，不是实的，所以称为“虚拟型号研制”(virtual prototyping)，最后就是实物生产了。

回顾一个世纪，工程力学走过了从工程设计的辅助手段到中心主要手段，不是唱配角而是唱主角了。清华大学工程力学系要跟上时代呵！

这是对我系多么深切的期望和鞭策啊！在工程力学系创建 40 周年后，我系从礼堂区的旧电机馆迁至主楼前区的技术科学楼。在钱老诞辰九十周年之际，回顾钱老对清华大学工程力学研究班与工程力学系的教诲，在新的世纪的未来岁月里，工程力学将会在钱老的期望中，以技术科学楼为基地，以技术科学为基础，为中华民族的振兴作出它应有的贡献。

（本文的写作由张维、杜庆华、余寿文、章光华、杨卫、殷亚俊、冯西桥集体完成）

钱学森教授与近代力学教育

中国科学技术大学工程科学学院
中国科学技术大学力学和机械工程系
（安徽合肥 230026）

摘要 从中国科学技术大学近代力学系的创立、成长和发展过程，探讨钱学森先生的教育思想，及其对我国近代力学教育产生的重大影响。

关键词 技术科学，力学，近代力学，教育

1958年钱学森先生参加了以郭沫若院长为首的中国科学技术大学筹备委员会工作，并在科大创立时担任了近代力学系主任①，为中国科学技术大学，特别是近代力学系的创立与发展做出了重大的贡献，为我国培育了新的一代近代力学工作者，对全国的力学教育产生了重大的影响。

在中国科学院"全院办校，所系结合"的办学方针指引下，近代力学系自建系伊始，在确定培养目标，设置专业，制定教学计划，决定课程设置，聘请教师，"所系结合"实施专业教学(含理论教学和实验教学)，鼓励学生参加科学研究，指导学生毕业论文等各个人才培养环节，无不渗透着钱学森先生的心血。现今回忆起来，这一切充分体现了钱学森的科学世界观及其完整的教育思想，对目前我国的教育，以及正在大力提倡的素质教育，都很有现实意义。

在20世纪40年代，钱学森先生就预见到，为适应各国发展高新技术的需要，应该大力发展一批应用科学。他将它们统称为技术科学② (Engineering Science)[1]。1957年他发表了"论技术科学"[2]一文，进一步阐明了技术科学概念的形成。他指出："技术科学是自然科学和工程技术的综合"。"要作综合自然科学和工程技术，要产生有科学依据的工程理论需要另一种专业的人，而这个工作内容本身也成为人们知识的一个新部门：技术科学"。到1991年，钱学森先生在他提出的关于科学技术体系的论述中，就更加明确地指出："自然科学技术部门最高的层次是基础科学(如物理、化学等)；实际应用的是工程技术；在基础科学与工程技术之间的，是技术科学"。[3]从这里，我们感受到钱学森先生科学世界观的形成、发展过程，值得我们很好地学习和研究。

在钱学森先生的领导下，近代力学系从成立之日起，就非常明确地提出，要培养技术科学工作者，也即是培养介于科学家和工程师之间的人。按照这样的培养目标，"理工结合"很自然成为近代力学系培养人才的原则。钱学森先生1957年那篇论文，在"力学及航空"和"技术科学的新方向"的论述中，有关力学及与之相关的学科，就成为中国科学技术大学的专业设置：高速空气动力学、高温固体力学、化学流体力学和土及岩石力学等专业，设置在近代力学系；物理

---

① 见《中国科学技术大学(大事记)1958—1997年》，中国科学技术大学档案馆和校长办公室编。

② 钱学森先生采用"技术科学"这一名词。

力学专业设置在化学物理系。钱学森先生还亲自为招生工作撰写了专业介绍[4]。这些专业的设置，是面向未来的，反映了当代技术科学的发展方向，并是国家急需要发展的学科。当时，这些专业在国内别的学校还未曾设过，或未曾这样设过。高瞻远瞩、面向未来、设置新型专业、培养人才，是钱学森先生一贯的指导思想。例如 1992 年 9 月他在给葛庭燧院士的信中写道："现在中国科学技术大学有材料设计专业吗？似应设此专业，将来还可以设系"。当力学系根据钱学森先生的意见，经过调查研究，决定设此专业时，钱先生又分别于 1994 年 6 月和 1996 年 1 月两次写信给力学系予以肯定，称赞"力学系也很称职①"。

钱学森先生在总结麻省理工学院、哥廷根大学和加州理工学院经验的基础上，形成了他完整的、系统的、深刻的培养和造就技术科学工作者的设想[2,4,5]。钱学森先生指出，培养技术科学工作者的课程设置，远比培养一个工程师要求得更加宽而深。也即是说，"从自然科学一直到生产实践，都要懂得"。钱学森先生认为，那种"前两年着重在自然科学，后两年着重专门业务，但是这两部分没有能结合起来"的培养方法是不足的；强调科学理论和工程技术的综合是"化合物"，不是"混合物"。并且不止一次地指出，培养这样的人，至少需要 6 年的时间，而不是常规工程教育的 4 年。但是他又指出、看这些人掌握知识、能力的程度，不能由所学的课程的数量和在校的年数测定；如何有效地应用所学的基本知识和能力，只有通过在应用中取得经验才能得到。并还指出，这个过程在专家的指导下可以加速，因而在完成 6 年的学习之后，还需用 1～2 年的时间，在有经验的高级学者指导下做具体工作。一个准确无误的好方法，就是在一个设备优良的大学中，在权威的指导下研读博士学位。钱学森先生还特别指出学术氛围的作用，认为这是获得智慧的最好的途径，智慧可以洞察复杂问题，而这种洞察力是成功解决问题的关键。这些设想是近代力学系的创立、成长和发展的思想基础，并在建设的过程中得到了充分的体现。

中国科学院尊重科学家的意见，决定中国科学技术大学实行 5 年学制，直至 2000 年，近代力学系的教学计划和课程设置，一直遵循了钱学森的思想。简略地说，是要求掌握下列三方面的基本知识和能力[1]：①工程设计的原理和相应实践；②扎实的物理和化学基础知识和相关的技术科学知识及其运用能力；③深厚的数学基础知识及运算、分析能力。因此，在近代力学系的课程设置中，除了要用两年半才能修完的全校必修的公共基础课（如高等数学、普通物理、普通化学，且要求都是甲型的）之外，还设有技术基础课（如机械制图、机械零件、机械原理与机械设计、电工电子学、非电量电测法、计算机原理和应用等）。在三年级下学期，开始学习专业基础课和专业课。最后半年，在专家的指导下完成毕业论文。从课程安排，到课程内容，钱学森先生都有过精辟的阐述。这样的安排，尽管随着新的科学技术的发展，教学内容有了不少的更新和改革，但总体框架一直未变，并坚持到现在。

钱学森先生十分重视基础课教学，为近代力学系聘请了最好的、全国闻名的专家、教授讲授基础课。如严济慈、钱临照院士讲普通物理，吴文俊院士讲高等数学，蒋丽金院士讲普通化学等。当发现 58 级学生的数学、力学基础还没达到应有标准时，钱学森先生立即向学校建议延长半年，决定集中补习数学和经典力学两门课，在亲自向教师交待任务[6]的同时，还建议采用 von Kármán 和 Biot (1940) 著的《工程中的数学方法》作为参考书。随后，近代力学系对 59 级和 60 级的学生，也都相应地采取了加强数学和力学基础教学的措施。这里还需特别指出的

---

① 钱学森给力学系韩肇元、伍小平教授和伍小平、虞吉林、夏源明教授的两封信现保存在中国科学技术大学力学和机械工程系。

是，钱学森先生对数学和计算机的重视由来已久[1,2]，他认为，“研究技术科学就离不了作为人们论理工具的数学”。“作为一个技术科学工作者，除了掌握现有的数学方法以外，还必须经常注意数学方面的发展，要能灵敏地认出对技术科学有用的新数学，快速地加以应用”。钱学森先生预见到，电子计算机的发展“对技术科学的研究有深切的影响”，并指出“在将来，我们不能想象一个不懂得用电子计算机的技术科学工作者”。回想当年，我国刚刚研制出第一台一地址机的时候，钱学森先生就在近代力学系的教学计划中，安排学生修习“计算机原理和应用”课程，实在是远见卓识。

钱学森先生当年对教学的重视，今人难以望其项背。他几乎动员了全力学所的专家，进行专业基础课和专业课的教学，如郭永怀、吴仲华、林同骥、郑哲敏、李敏华、卞荫贵、吴承康、黄茂光、胡海昌、钟万勰、潘良儒等，难以穷举(他们中的大多数是院士或后来当选为院士)。在教材方面，当时除了有些苏联的教科书以外，专业基础课和专业课均无现成的教材，所用教材都是由这些讲课的专家自己新编的。不仅如此，钱学森先生在肩负重任的情况下，还亲自为近代力学系的两个年级讲授“星际航行概论①”。他的教案，经整理由科学出版社出版发行后，还赠送给每个听课学生一本。这以后，他还为化学物理系学生讲授了“物理力学”。钱学森先生在“星际航行概论”序言中指明，这本书的“主要对象是近代力学工作者”，说明了他讲授这门课程，试图达到两个目的：“第一，想说明实现星际航行的各个技术问题，从而一方面使投人到这些单个问题作研究的科学技术工作者能了解每一个问题在全部工作中的意义；而另一方面也是要说明星际航行技术的高度综合性，它几乎包括了所有的现代科学技术的最新成就，像近代力学、原子能、特种材料、高能燃料、无线电电子学、计算技术、自动控制理论、精密机械、太空医学等。星际航行的更进一步发展不但对上述这些科学技术提出新的、更高的要求，而且还会对另外一些直到现在还未发生联系的学科，像植物学、动物学、生物物理、生态学、遗传学、地质学等提出研究课题，使这些学科也得到以前未有的推动力，并向新的方向发展。一句话，星际航行是组织和促进现代科学技术的力量；星际航行可以广泛地带动各门科学前进”。“第二点是想说明星际航行实践的复杂性和艰巨性。星际航行事业的每一个部门，研究、设计、试验、制造、发射、通信都需要一个庞大的组织，都需要一个千万名科学家、设计师、工程师、技师、技术员、工人和其他人组成的队伍。这些部门进行工作所需要的设备在质上要求最高的，在量上也多；因此没有一个强大和各方面成套的工业，没有一支多种学科和人数众多的科学技术队伍，就不可能设想全面地开展星际航行的工作。自然，星际航行技术并不神秘，分析起来也不过是一般自然规律的具体应用，星际航行技术的基础也还是众所周知的基础学科数学、物理、化学等。我们要强调的是：虽不神秘，但也不简单；星际航行是整个现代科学技术最高水平的集中表现，不是轻而易举的”。钱学森先生的讲课是这两个年级学生难以忘怀的享受，通过对现代科学技术的需求和发展的了解，使学生树立正确的科学世界观和合作精神。

钱学森先生非常重视对学生创新精神和创造能力的培养，他曾经指出“一个技术科学工作者的知识面必然是很广阔的，不仅知识广，而且他还必须要能够灵活地把理论和实际结合起来，创造出有科学根据的工程理论”。“要把自然科学的理论应用到工程技术上去，是一个非常困难、需要有高度创造性的工作”。[2]因此，他满腔热情地支持学生的课余科研活动，像58级的人工降雨火箭的研制，59级的冲压式发动机的研制等，都是当年钱学森先生提出的题目。这些活动有效地培养了学生敢于创新的精神，锻炼了学生的动手能力(白以龙院士就是当年火箭

① 当时的课程名为“火箭技术导论”。

研究小组的成员)。为了使学生尽早地受到科学研究的熏陶,学生在校本部学习两年半以后就迁到中关村,在所里进行专业基础课和专业课的教学,并能经常听到所内外和国内外专家的学术报告,有的同学还在所里的专家指导下参加早期的研究活动。毕业论文作为培养学生创新精神和创造能力的重要环节,钱学森先生非常重视,精心做了组织安排,动员力学所有关研究室的专家进行指导,并亲自参加学生的论文答辩活动。在 1963 年 3 月 30 日,钱学森先生还应学校的邀请,为全校 58 级学生做了如何撰写毕业论文的报告[7]。在报告中他讲了两个问题:一是介绍我国科学技术现代化的总要求,并谈他个人的体会,从而鼓励学生要有远大的志向,要不怕苦,不怕累,发奋图强,雄心勃勃去攀登科学高峰。二是讲如何做好毕业论文,指明做毕业论文的目的是练兵,并提出了应该以严肃、严密、严格的三严作风来对待论文。如果论文是几个人合作,就应该有所分工,但更重要的是几个人协作,要同心协力,并强调如不养成和别人合作的良好作风,将来在科学工作中是要吃亏的。在科学道路上要有股傻劲,不要怕做小的工作,需要付出大量的平凡劳动。钱学森的这些谆谆教导在学生中产生了深远的影响。

钱学森先生以极大的热忱关心中国科学技术大学和近代力学系的成长和发展,并见诸行动。他在百忙中时常到校,召开任课教师座谈会研究教学,召开学生座谈会听取学生意见,指导学生课外科研活动,并赠款给学校改善设备等等。

钱学森所作的这一切,为近代力学系奠定了良好的基础,特别是他的科学世界观、方法论和教育思想,对在近代力学系工作的教师、学习的学生均产生了难以忘怀的、不可磨灭的影响[6]。当然他所作的一切,不仅仅是对近代力学系,而且对中国科学技术大学,能在成立不久的时间内形成自己的特色,并进入全国的名校之列,有着重大的影响;同时,也对全国的教育,特别是力学教育发生了重大影响。

自 1963 年起,近代力学系每年都有一批毕业生分配到力学所、国防科工委的所属单位(有的是研究所,有的是工厂)和高等学校工作。无论是在研究单位从事基础研究、应用研究工作,还是在工厂从事工程技术工作,他们都能很快适应,有后劲,受到了用人单位的好评。他们中的多数人,已成为这些单位的骨干,学科(业务)带头人;近代力学系前三届毕业生中,已有五位杰出者脱颖而出,当选为中国科学院院士或中国工程院院士。从他们的表现可以看到,近代力学系培养人才的特色,这在中国科学技术大学各系之间互相比较也是十分突出的。

非常可惜的是,中国科学技术大学正在蓬勃发展的势头,因文化大革命不得不停顿下来。到文革后期,这个学校又遭受下迁的重大破坏,使科大的成长道路极为曲折。粉碎“四人帮”之后,党中央拨乱反正,迎来了科学的春天。经过全校师生员工艰苦卓绝的努力,修复了创伤,科大又以当年形成的办学特色重新崛起。应该说,近代力学系——这一当年由钱学森先生和他的同事们开创的事业,也随着科大的新生得到了继承和更大的发展。以钱学森先生为代表的治学精神和学识,一直影响着近代力学系的建设和发展,并惠及代代师生。至今,近代力学系仍以培养技术科学工作者为本系的主要培养目标,以“理工结合”为特色,坚持重基础,重创新,重素质(重做人)的知识、能力、素质三位一体的培养原则。教学与科研相结合,“理实交融”①地培养人才。近代力学系现已成为“国家基础科学和教学人才培养基地”,随着我国本科-硕士-博士教育体制的完善,近代力学系也得到很大的发展,并已成为国家力学一级学科学位授予点和“中国科学院博士生重点培养基地”,设有流体力学、固体力学和工程力学三个博士点;还设有国家人事部的“力学学科博士后流动站”。

① 见中国科学技术大学校歌,郭沫若词,吕骥曲。

新世纪初，郑哲敏先生又著文“关于技术科学与技术科学思想的几点思考[8]”，强调了“在我国实行科教兴国和可持续发展战略时，需要进一步加深对技术科学的认识，以期能在较短的时期内在关键领域里赶超国际先进水平”。今天我们大家又聚集一堂，举行“新世纪力学研讨会”，共同来回顾并研讨钱学森先生的技术科学思想并展望未来，这对我国的技术科学，特别是力学及其相关学科的未来发展有着深远的现实意义。去年，国家自然科学基金委数理科学部公布了“力学学科《学科发展与优先领域战略研究报告》[9]”。报告中对力学学科的地位与作用，力学学科发展的特点、趋势与前沿，都作了详细的阐述，并提出了2015年之前力学学科的发展战略目标，这对未来的科学研究工作，很有指导意义。显然，我们要想达到这样的目标，需要高水平的人才，特别是还需要解决人才断层问题。今天我们回顾钱学森先生的治学精神与教育思想，就是要像钱学森先生当年那样，不仅是对技术科学及其发展趋势要有真知灼见，还要重视并提出设想与办法，培养能胜任这些艰巨工作的人才，以满足国家的需要，在关键领域里赶超国际先进水平。为此，这就需要深化教育改革，需要更好地规划和完善目前正在实行的本科-硕士-博士各个教育阶段相应的教育内容与环节，并予以实施。这是一项系统工程，自然它是学校责无旁贷的任务，但是也希望能得到研究单位和工程技术部门的支持和合作，只有大家携起手来培养人才，才能适应具有“复杂性和艰巨性”的重大技术科学领域的需要。

参 考 文 献

1 Tsien HS. Engineering and engineering science. CIE Journal. 1948, 550～563

2 钱学森. 论技术科学. 科学通报, 1957, 2: 97～104

3 钱学森. 我们要用现代科学技术建设有中国特色的社会主义. 1991年11月5日在北京讲演，原载于《90年代科技发展与中国现代化系列讲座》，湖南科学技术出版社，1991. 转载于《中国大学人文启思录》第二卷，华中理工大学出版社，1998. 191－203

4 钱学森. 力学的现状及其发展方向. 中国科学技术大学〈学系及专业介绍〉, 1959

5 钱学森. 星际航行概论. 北京：科学出版社, 1963

6 庵秉纲. 关于力学研究的方法论. 2001

7 钱学森. 谈“毕业论文”(为58级学生报告的记录稿). 1963. 3. 30

8 郑哲敏. 关于技术科学与技术科学思想的几点思考. 中国科学院院刊, 2001, 2: 132－133

9 国家自然科学基金委数理科学部. 力学学科《学科发展与优先领域战略研究报告》. 力学2000, 北京：气象出版社, 2000. 1～19

钱学森开创的物理力学之路

朱如曾

（非线性力学国家重点实验室(LNM)，中国科学院力学研究所，北京　100080）

摘要　回顾物理力学的创立和半个世纪的发展，表明物理力学对工程技术和力学基础研究的双重作用，以及钱学森对物理力学的创建和发展的卓越贡献，并展望物理力学的未来。

关键词　物理力学，规范，大跨度思维方式，技术科学，基础科学，量子力学，(非)平衡态统计力学，细观，微观，第一原理分子动力学

20世纪上半叶，自然科学体系的建立使工程技术从以经验为基础的模式向以包括应用力学在内的技术科学(按照钱学森的定义[1]，技术科学是有科学基础的工程理论)为基础的模式转换，从而导致了20世纪下半叶高新技术爆炸般地涌现和成长。这一欣欣向荣的非凡景象虽然有其历史的必然性，但也不是自然形成的，这与许多学识渊博、经验丰富并高瞻远瞩的学术领袖们指引了正确的研究方向是分不开的。钱学森创立物理力学以及物理力学后来的发展就是生动的写照之一。本文想对此作一些回顾和展望，借以说明钱学森以他那智慧的大跨度思维方式所提出的物理力学，作为技术科学，已经并继续不断地对工程技术做出巨大贡献；作为基础科学，物理力学越来越显示出它是一种影响深远的学术思想和一条成果丰硕、日益宽广的力学基础性研究道路。

1　物理力学学科的创立

1.1　物理力学学科创立的基础与钱学森的大跨度思维方式

20世纪30～50年代，随着火箭和喷气推进技术以及核能工程的兴起，需要提供非常条件下的宏观物性，例如很高温度(譬如说，4000K)下物质的热力学性质。对于这些物性，直接的实验测量是很困难的，有些是完全不可能的，怎么办？只有靠计算！怎么计算？有无计算的可能？20世纪20年代，物理学家们已发现了描述物质微观行为的量子力学和描述电磁相互作用的量子电动力学。那么能否从它们所给出的物质的微观知识计算物质的宏观性质呢？钱学森的科学观肯定地回答了这一问题。他认为，不同的学科，其对象都是相同的，即统一的整个世界，只是人们看问题的角度有所不同[2]。既然量子力学和连续介质力学是分别从微观和宏观的不同角度对同一对象进行描写，那么物质的微观知识与宏观知识之间必定存在着紧密的联系。这种联系由沟通微观与宏观的统计理论所表示。20世纪初已建立了平衡态系综统计理论，为从材料的原子、分子结构的微观性质计算宏观平衡态行为提供了坚实的理论基础；在计算非平衡态行为方面，虽然没有系统的系综理论(到现在也还没有)，但当时已有以涨落耗散定理、昂萨格对易关系和最小熵产生定理为核心的近平衡输运理论和以玻尔茨曼积分微分方程为核心的气体分子动力论和适合于等离子体的符拉索夫方程等理论。此外，当时已经发展

起量子化学方法、原子分子结构理论和量子辐射理论，以及光谱、色谱等实验技术。所有这些为基于一些间接测量和物质微观结构的知识进行宏观量计算的可行性提供了一定的基础。当时包括钱学森在内的一些科学家们确是在做着这样的重要计算工作，解决着重要的工程问题的。但是钱学森毕竟是站在巨人肩膀上的人，他有广博的学识，精通上面所提到的微观理论、统计理论、宏观的理论和应用力学、喷气推进以及应用数学等领域，他有辩证唯物主义的世界观，还有独到的科学观、方法论和大跨度的思维方式，因此他在科学技术的发展上有准确的前瞻性，在物质及其运动的宏微观层次的巨大差异和复杂关系上，有雄才大略的驾驭力，所以他决不满足于有限问题的具体解决，而能准确地判断和预见到，这种计算和研究模式不仅仅是喷气推进等少数工程需要采用，而是未来相当普遍的工程中都需要并能够采用的，因为许多工程涉及高温、高压、超高温、超高压等非常条件和材料强度等复杂问题。所以从科学技术的整个系统及发展来考虑，他断定，这种计算和研究模式已属于一个极有发展前途，并且影响必定深远的、新的力学分支。他把这一扎根于物质的微观存在，而服务于实际工程技术的新学科叫做"物理力学"。为了吸引科学家和工程师们对这一新领域的注意，以推进其发展，他于 1953 年及时地发表了具有科学史意义的召唤文章"Physical Mechanics, a New field in Engineering Science"[3]，提出了"物理力学"这一新学科、新方向；回国后又于 1957 年发表了向中国学者介绍"物理力学"的文章[4]。由此可见，物理力学学科是在工程技术的迫切需要和自然科学体系的支持下，钱学森运用他那智慧的大跨度思维方式而作出的创新之举，这正体现了他后来所总结的"跨度越大，创新越大"的经验[2]。

1.2 物理力学的规范——目的、内容和方法

没有规范则不成学科(这里，规范与著名科学史家 T. S. Kuhn 在其《科学革命的结构》中所提的范式(paradigm)[5]相近)，规范起纲领作用、认识作用和指导作用。钱学森在上述两篇文章中，对物理力学的目的、内容和方法作了如下的规范。

物理力学的目的是从材料的原子、分子结构的微观性质预见其宏观力学性质。研究内容是工程所感兴趣的物质的宏观力学性质，它包括宏观平衡态性质和宏观非平衡态性质两大类，而宏观非平衡态性质又有近平衡态性质和远离平衡态性质两种。在方法上，原则上用量子力学和统计物理，但由于计算能力的限制，原子、分子的性质不能单靠量子力学导出，也要利用灵活的实验数据，物理化学和物理学的已有成果，有时还要利用工程技术的经验规律；由于物理力学是技术科学，面临的是实际问题，内容复杂、因素较多，因此必须深入研究问题的机理，构造包括最重要机理在内的简化模型；物理力学是要解决具体问题的，因此问题的答案要真正可用，所以要运用最有效的数学工具和运算方法(包括简化和近似方法)，把问题算到底，而不是停留于原则上的解决。这些规范使物理力学确实不同于统计物理、物理化学、物理学等学科(譬如，体现铁磁体相变行为特点的极简单的 Ising 模型，由于它在定性上确实包含了相变的本质因素，故在统计物理中是著名的好模型、好成果，可是它在定量上与实际的差距太大而不能成为物理力学的最终成果，不过它为物理力学提供了关于相变机制的一个范例，使得人们在分析真实物质相变问题的机理时，易于抓住要领)。钱先生进一步把上述规范概括为一句话：物理力学是用物理学的观点来解决力学里的问题。这一概括还为物理力学规范后来的发展留下了极大的空间。

1.3 物理力学的二重性及其统一性

物理力学由于它的目的、从而内容和方法都服务于工程，是一种有自然科学基础的工程理论，故属技术科学；另一方面，它从微观本质上研究物质的宏观力学性质，所以它还自然地代表

了力学革命的方向和路线——力学的细观、微观化，因此它同时也是一门基础性学科和一条宽广的力学研究道路。自然界就是这样，既复杂又简单，宏观现象是复杂而令人眼花缭乱的，然而它由简单而井井有序的微观规律所操纵，你不走细观化、微观化的基础性研究道路，就得不到好的回报，得不到为现代和将来高新工程技术服务的技术科学充分知识，这就是物理力学二重性的统一性。春江水暖鸭先知，钱学森物理力学的提出预报了对技术科学依赖性极强的现代高新工程技术新时代和力学革命的来临。

1.4 钱学森第一批物理力学的力作

除了撰文倡导和解释物理力学以外，早在1951—1954年，钱先生就发表了数篇具有极强工程应用背景的物理力学方面的重要论文[6-9]，内容涉及液体特性、高温高压气体的热力学性质、双原子气体的辐射计算和光谱吸收系数的计算，其主要内容后来被收入他的《物理力学讲义》。这些文章每篇都清楚地体现了物理力学的规范和风格以及钱学森解决困难问题的灵活高超的技巧，堪称物理力学论文的楷模。钱学森的这些论文与当时国际上其他科学家的同类论文一起构成了以简化和近似手法为特点的第一批物理力学论文。这批论文中的大多数都在当时的喷气推进等工程中起到了技术科学应有的作用。同时他在加州理工学院亲自给Daniel and Florence Guggenheim喷气推进中心的研究生们讲授“Physical Mechanics”课程，传播他的学术思想，大力培养具有物理力学风格的技术科学专家，用的是他自己编写的讲义，这本讲义就是在他回国后出版的《物理力学讲义》[10]的前身。

从此，一个新的、从应用和基础两方而看都富有极大生命力的力学分支学科就以钱学森的倡导文章、学术论文和讲义为标志而拉开了发展的序幕。而创建物理力学这一举措的正确性和远见性已为下文要讲的，后来国内外的发展状况所证明。

2 物理力学之路越走越宽、影响越来越大

2.1 我国物理力学队伍的建立和壮大

1955年钱学森回国后，为了促进祖国科学技术、国防和民用工业的发展，决心大力倡导发展包括物理力学在内的技术科学，用现在的话来说，就是他当时(实际上更早些，是1948年[11])就认识到科学技术是第一生产力。为此，于1957年，在《科学通报》上著文“论技术科学[1]”，指出物理力学和计算技术等十项技术科学的新方向应该大力发展。为了培养技术科学人才，1958年，在他与其他一些有远见的科学家的建议下，在北京成立了中国科学技术大学这一理工综合型大学。

为了发展物理力学，1956年钱学森在《我国科学发展的十年远景规划》的“若干边缘学科建立”一节中，把物理力学列为边缘学科之一。1956年和1962年两次自然科学规划中都订人了这门学科，并列为重点。在他和郭永怀的主张下，中国科学技术大学设置了化学物理系，郭永怀任主任，下设物理力学专业，他亲自授专业课的理论部分，并在百忙中抽空答疑，教材就是他的《物理力学讲义》，笔者就是有幸聆听他讲课的学生之一。文革前先后培养了三届毕业生，1962年还招收了一届研究生。他对物理力学发展前途的无限信心和对后辈的殷切期望充分地流露在他鼓励学生们的言语之中：“我们只是物理力学的第零代，你们才是真正的第一代”。在他自己领导的中国科学院力学研究所，他推进物理力学研究的构思是三大步：建立队伍→培养→接受国家任务。1956年，他在力学所成立了一个物理力学研究小组，并亲任组长，后来逐步扩大，到1964年底，成立了包括高温气体、高压气体、高压固体、高温辐射和临界现象等方向

的物理力学研究室。他培养的方式是通过每周一次的室内定期学术讨论会,要求大家轮流作学术报告,最后由他作评论和指导,许多研究课题即来源于这样的讨论会。到1965年,物理力学研究室已发展到50人的规模,建立了一个初具规模的高温激波管实验室,初步建成一支有攻坚能力的研究队伍,并承担了若干国家任务。

在全国范围内,由于他的倡导和影响以及葛庭燧、吴有训、苟清泉和孙湘等的积极支持或参与,吉林大学、中科院物理研究所、合肥固体所、东北金属物理研究所、哈尔滨军事工程学院及有关国防科研单位都纷纷搞起了物理力学研究。1966年,当条件成熟时成立了中国力学学会第一届物理力学专业委员会,召开了第一届全国物理力学学术讨论会。钱学森为了动员当时力量已较强大的物理学界关心和参与新兴的物理力学的发展,第一届全国物理力学学术讨论会是同原子分子物理讨论会联合召开的,名为"原子分子物理与物理力学学术讨论会"。

文化大革命期间虽然处境困难,但不少单位仍坚持工作,做出了成绩。改革开放以后,在谈镐生促或召开的、郑哲敏主持的1978年全国力学规划会上,钱学森亲临讲话,强调力学的技术科学性质和力学的微观化道路。在最后制订的规划中,物理力学被列为要重点发展的边缘科学之一。力学所也恢复了物理力学研究室。此外,钱学森还曾根据我国和世界科技发展状况,先后对物理力学的规范作了四次发展(具体内容后面将详细论及)。在这些举措的促进下,物理力学研究工作恢复和发展得很快,到1986年便恢复成立了第二届物理力学专业委员会和每三年一次的全国物理力学学术讨论会。到现在队伍已相当壮大,研究队伍和研究工作比较集中的有如下单位[12]。

中国科学院力学研究所有2个开放实验室与物理力学有关:①高温气体动力学开放实验室,主要研究领域:高温气体辐射与光谱,离子化气体的性质与等离子体诊断,松弛过程;燃烧中的反应动力学与气相化学反应;②非线性力学国家重点实验室,主要研究方向:炸药爆轰性质的研究,断裂机制、位错结构、韧脆转变、裂尖处的组态分子动力学研究和从头算分子动力学,纳米材料的力学性质和金属相变的分子动力学研究,渗流力学问题的格子玻尔茨曼模拟等。

中国科学院金属研究所中国科学院国际材料物理中心主要从事材料强度的微观理论研究。

钢铁研究总院电子结构组及清华大学电子结构组基于密度泛函理论及第一原理方法,主要从事金属合金及固态材料缺陷复合体电子结构及跨尺度物性耦合研究。

吉林大学原子与分子物理研究所超硬材料国家重点实验室,主要进行多功能超硬材料和高压科学研究,包括高压合成、高压状态方程与相变,侧重于静高压研究。

航空航天部二院二零七所,设有专门的研究组,从事高温下气体的辐射传输研究,以理论计算为主。

国防科技大学,设有专门的教研室及研究所,方向为辐射与物质相互作用的基础研究,包括从原分子的电子结构的微观层次研究光与物质的相互作用,直到辐射所引起的宏观效应。建有激光实验室,进行理论与实验相结合的研究。

四川大学原子与分子物理研究所及高温高压物理研究所,主要研究领域是高压合成、高压状态方程与相变,侧重于动静高压和爆轰光谱。主要设备有二级氢气炮、高温激波管及静高压设备。长期以来,已在原子分子物理、原子碰撞、高温高压和材料性质方面做了大量研究工作。

中国工程物理研究院西南流体物理研究所建立了动高压、静高压、高温激波管、新材料合成四个实验室,开展了慢电子与分子原子碰撞散射截面的系统研究与计算工作。

中国科学技术大学与中国科学院固体物理研究所主要研究领域为材料性质与分子动力学微观模拟。

中国科学院物理研究所,建立了高压实验室,主要从事高压条件下状态方程的PV关系研究。

北京理工大学应用物理系材料科学研究中心,主要开展了非平衡统计断裂力学的基础研究。

中国空气动力学研究与发展中心高速所,设有激波管实验室,拥有高温激波管与粉尘激波管装置。其研究方向包括:气体的辐射传输与光谱;离子化气体;着重掺加物的电离性质;高温气体的传热。

云南大学物理系,建有激波管实验室,拥有高温激波管装置,其研究方向为定量光谱,以实验与理论计算相结合的方法,对分子光谱参数进行定量研究。

中国工程物理研究院应用物理与计算数学所,从事极高压下充分离子化气体的辐射性质与状态方程研究,侧重理论计算。

浙江大学材料科学与工程学系,主要进行纳米材料的合成及其性质研究。

各单位之间密切合作,互相交流,除国内会议外,还经常参加国际会议,不少专家在国外有一定影响。所取得的有关成果,下文将会提及。

2.2 物理力学的需要、内容和方法的不断扩大与规范的四次发展

半个世纪以来,世界科学技术的发展状况使物理力学变得比它刚被提出时更为重要,内容更为充实,方法也更为有力,充分显示出钱学森建立这一学科的远见性。

2.2.1 物理力学的需要和内容的继续扩大

①出现了更多、更复杂或极端条件下的力学问题,需要用微观分析的方法阐明介质和材料的性质。

②用本构关系表达材料的塑性变形与强度出现的困难,以及人们对固体材料断裂过程的宏观表现对微观差异跨尺度敏感性的认知使力学的物理化和微观化更为迫切。

③新材料如纳米材料、智能材料、微机械、纳米机械中的力学问题和材料设计目标的提出。

④现代高速飞行技术、现代燃烧技术、现代高温化工或等离子体化工、强激光等等技术导致气体动力学的内态化以及化学反应流和辐射气体动力学的兴起。

2.2.2 物理力学基本方法的新发展

①平衡态和非平衡态统计力学都有了很大发展,为物理力学分析问题提供了新概念、新理论、新思路和得力的新工具。

50年代后期量子场论中的微扰论和费曼图方法被移植到统计物理中,用以研究多粒子系统的性质,形成了一套格林函数理论[13],它是目前量子统计中最有力、最有成效的方法,对统计物理,从而也对物理力学起了重大的推动作用。20世纪60年代初,钱学森曾在力学所建议过物理力学工作者学习和利用量子场论方法,认为这一方法在物理力学中大有可为。在临界现象理论和方法方面,60年代提出了唯象的标度律和普适性概念,表明临界点附近存在一定的对称性,70年代初,K.G.Wilson认识到这种对称性就是量子场论中所用的重正化群对称性,据此建立了临界现象的重正化群理论,给出了从微观上计算临界指数的方法,从而成为研究临界现象的普遍方法。因此Wilson曾获得诺贝尔奖金。由此也可见钱学森20世纪60年代初建议在物理力学中利用量子场论方法是多么的正确和有远见!

在非平衡态统计力学方面,虽然尚无完全统一的理论和方法,但已有不少实用但非普遍适

用的理论和方法,如非平衡过程随机理论中的广义 Master 方程、非平衡统计算符法、广义正则算符法和关于开放系统用投影算子法得到的广义郎之万方程等;特别是 Prigogine 等在 van Hove 的基础上,对于由具有对势相互作用,并可允许有外场作用的粒子系统,从等价于刘维定理的 BBGKY 方程链出发,建立了关联动力学普遍理论及其量子对应形式[14],此理论对以往一些依靠分子混沌性等外加的假设,或一些唯象假设而导得的动力学方程,如稀薄气体的玻尔茨曼方程,布朗运动的福克-普朗克方程等,只需假定初始时刻分子的混沌性,这些方程便是此理论的微扰论的必然结果。还有非平衡热力学和非平衡动力学方法,并得到了在局域平衡条件下的普遍演化判据,关于稳定性的 Glausdorff - Prigogine 判据和超熵判据等定理。对近平衡态输运系数建立了统一理论,在局域平衡概念的基础上,建立了热学输运系数与平衡态对应流的自相关函数之间的关系,它与涨落耗散定理形式相同,后者给出力学输运系数或响应系数与平衡态对应流的自相关函数之间的关系。对子系统在外参数变化下的行为,已形成了这样的一般认识:非平衡定态的线性区是稳定的,达到某一临界点则失稳,在涨落的触发下,发生非平衡相变,进入另一对称性或遍历性不同的非平衡定态、耗散结构或混沌。

还提出了"协同性"、"序参数"和"对称性破缺"等对平衡和非平衡相变都很有用的概念。

②量子化学方法、原子分子物理继续发展,为物质微观图像的清晰化提供了基础。

③大容量高速电子计算机的出现,为计算微观力学提供了计算工具,使大规模的计算成为现实。

计算机技术与经验势函数相结合导致分子动力学方法和经典蒙特卡罗方法的发展[15],与密度泛函理论的结合导致了从头算分子动力学方法的发展[16],对于可直接模拟的原子数,前者已达数亿个,后者已达数千个,这个数字正在上升。它们为研究介质及材料的平衡或非平衡态乃至瞬态力学性质,提供了有力的方法。应当指出,计算机技术早在 1957 年就被钱学森在"论技术科学"一文中列为应该大力发展的十项技术科学新方向之一。

④微观实验技术有了重要突破,已出现了原子力显微镜和扫描隧道显微镜等新型观测分析仪器,可实现原子分辨的观测,为原子尺度的微观力学理论分析提供了实验数据。

2.2.3 物理力学规范的四次发展

半个世纪以来,钱学森曾先后四次调整和发展了物理力学的规范,以适应上述世界科技发展状况向物理力学提出的高要求和所提供的新条件,对物理力学在我国的持续进展起到了不断推动的作用,使物理力学之路越走越宽。

第一次是在 1966 年召开的第一届全国物理力学学术讨论会上。钱学森根据当时计算机能力较差,但原子分子物理无论在世界还是在我国都已有长期积累,做了"如何从原子分子物理出发搞发明创造"的重要报告,使人们领会到从原子分子物理出发,经由物理力学这一技术科学的研究路线,是取得发明创造的好途径。原子分子物理是量子力学的已有成果,把它作为物理力学的出发点,本是物理力学题中之意,但此时此地在物理力学的规范中予以进一步的强调,就指明了当时条件下发展物理力学的最佳途径,而且还起到动员一大批原子分子物理学者转向物理力学方向,或有意识地与物理力学研究结合起来的作用。

第二次是在 1978 年的全国力学规划会议上。他明确指出:"理论工作,在气体、液体、高温气体等等方面,要用微观的方法……从这里得出宏观的物理性质。关于金属材料,还有高分子材料,也要找出物性,它们的分析水平,对金属来说就是晶体颗粒,对高分子来说就是分子链、纤维结构"。并建议采用苟清泉提出的"细观"概念。从此有了细观力学的概念,并明确纳入物理力学的范畴,成为物理力学解决问题的一个得力"阶梯",并在客观上为物理力学规范的下一

次发展准备了条件。

第三次是在1985年。当时,虽然如上所述,统计力学已取得很大进展,但是在简化和近似方法的基础上完成实际物理力学计算的能力仍很有限,特别是对于稠密系统;另一方面,随着计算机能力的迅猛增强,国际上开始兴起量子力学密度泛函理论与分于动力学相结合的从头算方法。钱学森看到这一方法会使物理力学解决实际问题的能力大为提高,研究面貌大为改观,他在给崔季平的信中说:"我以前给荀清泉教授去过信,建议把巨型电子计算机的计算能力用到物理力学的研究中去。这就是从根底坚固的量子力学开始,严格地算,尽量不用简化和近似手法。今天有了巨型电子计算机了,这条路是走得通的;不像三十年前,不得不用简化和近似手法"。这就明确指出固体强度问题也要走微观道路。这里,在计算机技术迅速发展的新条件下,他及时地调整了物理力学的规范,向我国物理力学研究者指出了新的广阔道路。

第四次是在1993年。他在给崔季平的信中说:"我在50年代的物理力学概念太窄了,现在是'纳米时代'了呵"。这里,钱学森看到纳米材料的性质必须用物理力学的方法来研究,进一步发展了物理力学的规范,把纳米材料的性质研究包括在内。为了从组织上落实,他接着说:"我还是建议您在中国科学院成立一个独立的研究所,所小一点,包括院(内)搞凝聚态的同志"。由此可见,钱学森坚信物理力学将越来越大有可为。只可惜条件所限,组织未能如愿落实,不过物理力学的研究方法还是贯彻在纳米材料的研究中了。

物理力学规范的四次调整和发展,每次都大大地促进了物理力学的发展,取得了丰硕的成果,这将在后文论及。

2.3 物理力学的学术思想在国际上产生了巨大影响

物理力学学科从一开始就在国际上得到了普遍承认并产生了极大影响。其最显著的几项标志是钱学森的《物理力学讲义》在出版后不久就被译成俄文《Физикиская Механика》,并被广泛引用;1964年,苏联乌克兰科学院成立了现在在国际上很有影响的"物理力学研究所"(英译名是 Karpenko Physico - mechanical Institute of The Ukraine Academy of Sciences,此处,Karpenko 院士是该所奠基者),主要研究方向是用物理力学的有关方法研究固体材料的强度、塑性、韧性和断裂。该所的名称和主要方向显然与钱学森对物理力学的倡导有关。1965年该所还创办了《材料的物理化学力学》期刊。1986年美国国家标准局蔡锡年博士明确认为,"分子动力学是钱学森教授在50年代初创立的物理力学的延伸"[17]。随着物理力学所要求的力学微观化总趋势的发展,2000年,俄罗斯科学院西伯利亚分院强度物理和材料科学研究所又创办了国际杂志《Physical Mesomechanics》。除去明确挂上物理力学牌子的单位以外,那些未挂牌子而实际搞物理力学研究的单位就是数不胜数的了。

近十多年来,计算机技术的突飞猛进所促成的分子动力学和蒙特卡罗法及第一原理分子动力学的发展,对物理力学来说简直是如虎添翼。可以毫不夸张地说,物理力学从微观到宏观的研究模式已成为当今材料科学和力学学科的世界潮流。具体例子将在下边第三节提及。

3 半个世纪以来物理力学的丰硕成果和对工程技术的巨大贡献

一切使用量子力学、原子分子物理学和统计力学来解决工程技术所提出的力学问题而取得的成果都应属于物理力学的成果和贡献。显然物理力学的成果和贡献数不胜数,最突出的应数中外核爆炸、核受控、现代航空航天技术、微机械、纳米科技等。可以毫不夸张地说,没有物理力学,这些工程将一事无成。现以我国为主,略举数例如下。

(1)高温、高压下的辐射不透明度和物态方程等问题的研究

①为供核爆炸、飞行器再入大气现象、强激光与材料相互作用研究的需要,已形成了系统的原子分子电子结构计算方法和辐射理论,为吸收及散射截面提供了系统的实用计算方法,归纳在赵伊君等的著作中[18];赵伊君等并已用气体物理力学方法对有关的辐射流体力学中的高温状态方程、不透明度进行了计算,圆满地完成了军工任务。

②对于高温高压下局域热动平衡系统的辐射不透明度问题,徐锡申等人从相对论自洽场平均原子模型出发,取得了很好的结果,并研制了程序,满足了重大国防任务的急需。

对于经历离解、电离、化学反应等各种过程和多种相变的物质,他们发展了一整套提供全区域物态方程的规范方法,不仅给出物态方程函数形式,还给出数据库形式。四十年来,根据国家项目的需求,共作出近 40 种材料的全区域物态方程及相应的数据库。在完成这些艰巨的工作中,他们在理论和方法上的成果有:把定态下的 Hellmann - Feynman 定理和位力定理推广到有限温度密度泛函理论中,提出了密度泛函的微扰自洽方法,给出了能同时计算体系基态性质和激发态性质的单粒子哈密顿形式,给出了带自相互作用修正的局域自旋密度近似以及普遍求解 SIC - LSD 方程局域解的方法等;导出了非谐振固体新的热力学函数,给出了推广的 Lindemenn 熔化定律和离子晶体中电子有热激发的物态方程形式;发展了混合物物态方程的计算方法,特别是在炸药爆轰产物物态方程方面提出了新的见解和给出了考虑化学反应平衡的爆轰产物物态方程的计算方法。在实验上,经福谦等人建立和发展了炸药平面透镜及二级轻气炮等物态方程新的实验技术,可以测量金属材料在约 500GPa 以内的 Hugoniot 曲线,其冲击波速度测量的不确定度达到了国际先进水平。

③陈致英、周富信等人提出了一个预测炸药最高装药密度的经验方法,并用此方法对 101 种环状化合物密度进行了估算,计算值与实验值的平均偏差为 1.1%。与国际上同类工作相比,该方法精度高,使用方便。他们还用 Monte Carlo 方法研究了纯物质和混合物质的状态方程,得出在计算多元混合物的热力学性质和炸药爆震参数时,应当采用单液范德瓦尔斯混合物模型,特别是当各组元分子势参数相差较大时更是如此。

(2)高压效应、高压相变理论和应用以及二维 Ising 模型解法研究

①苟清泉从原子与分子的结构理论出发,提出了在高温高压条件下石墨转变成金刚石的结构转化微观机理、触媒在此过程中的作用机理及其优选原则以及烧结金刚石的粘结机理。这三个机理构成了一个完整的人造金刚石生长的新的理论框架,收入其专著《人造金刚石合成机理研究》[19],并在实际上得到了多次重复的实验证明,受到国外金刚石专家们的高度评价。苟清泉还从理论上预言 LiH 和 LiD 有一个新的相变,受到国外同行重视。

②邹广田等人在高压相变与压力导致的新效应、地球及行星内部物质的高压、高压实验技术、超硬材料和多功能高压相材料方面取得了一系列成果,获教育部科技进步一等奖 1 项,二等奖 1 项,三等奖 2 项。

③二维 Ising 相变模型的 Onsager 解法是十分著名的,然而朱如曾、孙祉伟等于 1990 年发现其正确结果是通过在重要步骤上用了错误的复正交矩阵区对角化条件而得到的。他们给出了正确的条件,得到了正确的结果[20]。

(3)离子化气体和高温气体的化学反应及其动力学研究

崔季平、竺乃宜等人用电探针、磁探针、微波、离子采集器及光谱法,在电子浓度从 109～1016/cm^3,温度由 1000～10000K 范围内及很宽的等离子参数条件下测定了激波管诱导的电离及其过程。对激波引发电离的平衡与非平衡的本质了解及数据的累积起了非常积极的作

用,并应用于再人体等离子体鞘套的研究,为开拓再人通信的可行性途径取得了实际效果,为此获得了中国科学院与航天部的科技进步奖。利用单脉冲激波管研究含氯碳氢化合物及其他有机物焚烧的动力学。与美国国家标准与技术研究院合作,关于氯苯与硝基甲苯的研究取得重要基本数据并被广泛引用。研究了含氯氟聚合物的烧蚀动力学及其气相产物的化学反应,系统地测定其速率常数,并获得中国科学院科技进步二等奖。

(4)气体化学反应速率常数的微观理论及化学平衡态下的统一分布研究

朱如曾[21]于1982年针对反应位能面上存在低洼的普遍情况,用求界含时薛定格方程的方法导得基元化学反应的微观速率常数公式;据此,在反应物服从玻尔茨曼分布的条件下,导得反应的宏观速率常数公式,并给出其中穿透系数的表示式。在反应位能面上低洼深度为零,且穿透系数与温度关系不大时,他的宏观速率常数公式退化为经典的Eyring公式。这一工作被高等学校教学参考书《化学反应动力学原理》(赵学庄等,高等教育出版社,1990年)等书刊所引用。

朱如曾、孙祉伟于1982年对多组分化学平衡态下的气体引进了"假想分子"等概念,从而给出了统一的玻尔茨曼分布,简化了有关计算。

(5)气流介质与激光相互作用的理论和数值研究

高智、严海星、朱如曾等人对气流介质与激光相互作用的体系提出了气流介质用连续介质描写、激活分子用分子运动论方程描写、辐射场用经典描写并采用光强叠加原则,突破了传统的速率方程框框,适用范围更宽广,得到了明显改进了的宏观输出结果,并解释了过去不能解释的反常烧孔效应。获中国科学院自然科学二等奖。

(6)液体结构的分子动力学研究

液体的宏观热力学性质依赖于液体的局部结构。对于简单液体的局部结构,Nelson等人于1984年提出的键球谐函数法,由于含有键序参数,对局部结构的描述具有了完备性,是一种很有前途的方法。但在分子动力学模拟中,由于标准构型有不同的配位数,而模拟体系的配位数往往不是整数,在模拟体系键序参数与标准构型键序参数相比较时,难以得到定量的结果。程兆年等在分子动力学模拟中提出了等近邻键序参数方法,其主要优点是可以对基本构型引入反映热运动所造成的几何构型涨落方差,从而克服了上述困难。此方法用于若干熔体研究获得了与实验符合很好的结果。

(7)量子蒙特卡罗方法研究[22]

孙祉伟1983年至1993年在美国UC Berkeley(加州大学伯克利分校)及罗伦兹伯克利国家实验室(Lawrence Berkeley National Laboratory)工作期间,从事量子Monte Carlo研究,在电子相关函数的形式、波函数最优化、电子随机行走特性研究方法、Motropolis随机行走效率的提高、能量导数计算方法等方面取得多项重要成果,发表有关文章20余篇,被SCI收录杂志引用的次数超过120次。加州大学伯克利分校的Lester教授在他最近撰写的文章"Research Developments and Progress During the Nineties"中,较为详细地介绍了孙祉伟在量子Monte Carlo研究方面的贡献。

(8)TFD(Thomas - Fermi - Dirac)理论的改进及其对材料研究的应用[23]

程开甲等人根据电子密度函数连续条件和能带理论对TFD(Thomas - Fermi - Dirac)近似提出了新的边界条件:凝聚体边界上电子具有赝势,产生向内的压力;复合凝聚体界而两侧电子的密度必须趋于相等和化学势必须趋于相等。据此建立了系统的电子理论分析计算方法,在理论上分析研究了电子的迁移运动,初步预测了材料的力学、光学、电磁学等效应。这一电

子理论已用于材料性能研究的实际问题中：①给出了与实测相符的金属及多元合金的状态方程；②证明了复合薄膜材料间界面上存在巨大的内应力，微米级厚度内的应力值可达 GPa 量级，与实测结果相符，据此分析计算，提出了改善半导体材料表面张力的有效途径；③对纳米级材料的特性开展了研究，给出位错可以存在的极限尺寸，提出共晶结构的机制。

(9)晶界弛豫研究

葛庭燧等人于 1980 年以来，揭示了晶界弛豫具有一个临界温度，从而提出了一个适合于各种温度的综合的晶界模型。更为重要的是，他们发现了竹节晶界内耗峰，并阐明其机理，从而揭示了晶界附近的位错亚结构能够影响晶界本身的性质和结构，这对于多晶金属力学性质的研究提供了一个广阔的途径。他还发现晶界与邻域位错的非线性交互作用，为奠定非线性滞弹性这门新学科提供了实验基础。

(10)固体力学性质的第一原理分子动力学研究

①美国加州理工大学材料模拟中心 W. A. Goddard III 等人[24]，对于材料的力学性质计算，提出了一套从第一原理（即量子力学密度泛函理论）出发连续计算的多尺度方案，并已用于研究金属、氧化物、陶瓷和多聚物的力学性质，相图，位错芯结构、能量和运动，以及金属和合金中的缺陷机制等，此外，他们已进入原子设计和纳米机器和纳米装配的模拟。

②英国剑桥大学凯文迪什实验室 R. Q. Hool 和皇家学院的 M. Nekovee 等人[25]提出了可用于真实材料模拟的，密度泛函理论与量子蒙特卡罗方法相结合的第一原理分子动力学方法，其中，采用以密度泛函理论为主干，但用量子蒙特卡罗方法精确计算“交换关联穴”的形状，以消除密度泛函理论中半唯象的交换关联能项所带来的误差，计算结果的精度将没有限制（当然 Born－Oppenheimer 近似以及原子核运动的牛顿近似带来的误差还是存在的）。他们正在对用局部密度近似第一原理分子动力学方法已经得到的硅的自由能和熔点，重新用这一方法提高精确度，并预期这将会对地心情况的研究有用处。

③李微雪和王自强[26, 27]在局部密度近似密度泛函理论中采用赝势平面波基，对金属铝和双原子组分材料 β－SiC 在各种加载方式下的力学行为进行了系统分析。对金属铝得到了沿[001]和[111]方向单轴加载和单轴应变及[010]和[001]方向双轴比例加载情况下，完整的能量一应变曲线和应力一应变曲线，并详细地分析了沿[001]方向单轴加载情况下的稳定性及分叉行为。对 β－SiC 由于沿[111]方向加载时，4 个 Si－C 键是不等价的，所以有相对内位移出现；当载荷较大时，内位移的影响越来越显著，裂纹在{111}面上成核，导致材料以解理形式破坏。

(11) 电子结构与跨尺度物性耦合研究[28,29]

王崇愚等人从 20 世纪 80 年代初期以来，基于密度泛函理论及第一原理离散变分方法以及多重散射波 X_α 方法和格林函数递推方法并结合分子动力学方法和有限元方法以及位错理论，较广泛地研究了金属缺陷复合体电子结构及掺杂效应，给出了键合特性（原子间相互作用能）及缺陷体系的能量表述，建立了相关的计算模式，探索或揭示了电子结构与物性耦合机制，为材料组分设计提供了一定的理论研究基础。相关的主要研究结果如下。

①基于密度泛函及有效介质理论，分别建立了过渡金属（Fe 和 Ni）晶界及位错体系依赖于电子密度的第一原理能量函数（原子间相互作用势），用于原子结构弛豫以及晶界能量及位错能量计算；同时基于第一原理能量函数，给出了与实验相一致的弹性模量及空位形成能（过渡金属）。

②基于电子理论建立的原子间相互作用能解析表达式已广泛应用于金属及合金缺陷复合

体系研究中，用以表征或反映键合强度及晶界断裂特征；计算发现的合金力学性质的杂质依赖性为实验所支持。

③基于第一原理离散变分方法并结合分子动力学研究，进行了过渡金属基合金缺陷体系掺杂效应的较为系统的研究，给出了晶界断裂的韧－脆判据、断裂功以及位错芯捕获杂质效应及键合特性，为合金组分设计或成分选择提供了电子理论依据。

④基于电子理论及格林函数递推方法和位错理论，计算了金属合金层错能以及交滑移激活能，给出了层错宽度，位错攀移速度以及位错反应的杂质依赖性。在此基础上预期了合金再结晶能力及材料塑性，并为实验所证实。

⑤基于分子动力学及断裂力学和有限元方法，并与电子结构计算相衔接，研究了金属（铁）裂纹扩展与微观结构演化以及韧—脆特性判据，计算发现脆断特征伴随形成层错及孪晶，而裂尖发射位错及裂尖钝化则属韧性行为，同时给出了相关力学行为的温度及载荷依赖性。

(12)固体破坏问题研究

固体破坏是力学中典型的复杂现象之一，曾被钱学森归人“连基本概念也还不十分清楚的问题[10]”。这一物理力学的典型难题，长期以来受到国内外力学家和物理学家的关注。由于这类问题的异常复杂性，不能期望问题能在物理力学的标准上一蹴而就地解决，因此从不同角度的讨论（甚至一些十分简单的模型）而取得一些见解和启示，应被认为是一种可喜的进步。这也是逐渐积累和深化认识，以求“功到自然成”的一种可行途径。

①固体破坏的共性特征研究[30]

白以龙、夏蒙棼等人近十年来将力学、统计物理学及非线性科学结合起来，研究固体的损伤和破坏问题。指出其复杂性主要起源于多尺度非均匀性与动力学非线性的耦合效应。特别是，探讨和揭示了固体破坏的一些共性特征。这方面的进展大体可分为以下两个方面。

• 发展了统计细观损伤力学。基于微损伤成核，扩展和连接的细观机制和统计物理学原理，导出了微损伤的统计演化方程，并给出了微损伤数密度随时间演化的基本解。在此基础上，导出了宏观损伤场的演化方程，从而构成了应力、变形和损伤相耦合的场方程组。指出损伤局部化是破坏的一个重要前兆，并导出了出现损伤局部化的判据。由上述统计演化方程还自然地引出了一个联系细观和宏观损伤的无量纲数，它是细观损伤扩展速率与成核速率之比，从而蕴涵了细观尺度效应，它的特征值则控制了宏观损伤局部化的发生。

• 基于耦合斑图动力学演化模型，提出了非均匀脆性介质损伤破坏的演化诱致灾变的概念，即整体稳定的损伤积累会导致灾变性破坏。发现了演化诱致灾变的样本个性行为的显著差异性，即：宏观上相同的样本其演化诱致灾变行为可呈现显著差异。这使得演化诱致灾变不能仅由介质的平均性质表征。这种宏观不确定性是预测破坏所遇到的困难的根源之一。样本个性行为显著差异性的机理是一种跨尺度敏感性，是细观无序性效应在非线性演化过程中被强烈放大的结果。但是演化诱致灾变也显示某些共性特征，如：临界敏感性和跨尺度涨落。接近灾变点时，系统的敏感性显著提高，在演化诱致灾变过程中出现从细观到宏观的强烈涨落。

这些结果有助于启发对破坏现象的理解，并为破坏预测提供线索，在材料破坏及地震预测领域已引起学术界和工程界的重视。

②固体断裂过程的协同论观点研究[31]

近二十年来，俄罗斯科学院西伯利亚分院强度物理和材料科学研究所 V. V. Panin 等人注意到经典的位错理论单纯用位错的成核、运动和相互作用来考虑塑性变形所遇到的困难，根据已有的实验结果和理论分析，主张把位错运动与应力引起的细观和宏观尺度的缺陷都予以处

理。对固体材料的断裂过程，采用“物理细观力学”的方法和协同论的观点考虑应力集中区的剪切失稳，后者在不同尺度上的发展使得损伤逐渐积累以致失效。得到了如下一般性的原则和框架：荷载下的固体是一个自组织多尺度高度非平衡的系统；剪切流作为微观、细观和宏观尺度剪切失稳的协同演化而发展；对三种尺度上的缺陷的类型、性质、产生原因、运动特点，相互关系以及所涉及的细观耗散亚结构、标度不变性等给出了原则描述。对具体材料和荷载条件，这样得到的数据输入计算机，可用于材料力学性质的表征和计算机辅助设计。

③固体断裂非平衡统计理论研究[32]

邢修三等人自 20 世纪 60 年代以来尝试用非平衡统计方法研究固体材料的断裂问题，提出了一个微裂纹相互独立的简化的理想模型，其中微裂纹的成核和长大速率由位错模型决定，并受到马尔科夫性质随机力的作用，从而微裂纹长度概率分布的演化遵从福克-普朗克方程。据此给出微裂纹分布函数随时间的变化，进而应用最弱链条件，得到材料的断裂几率、可靠性和各种宏观力学量的统计分布函数、统计平均值和统计涨落表示式。此工作 1997 年获得国家自然科学三等奖。

④材料断口分形研究[33]

龙期威等人将分形理论和材料组织结构以及线弹性断裂力学相结合，于 1985 年推导出，并在 1988 年实验证实了断裂韧性是断口分维的指数函数，这是国际上继 Manddbrot 等 1984 年在 Nature 上发表的经验定性关系之后这方面最早的工作。论文引起国际上广泛重视和讨论，并获中科院 1993 年自然科学二等奖。1993 年结合材料多层结构特点提出多度域分形新概念，从实验和理论上否定了国际上提出的断口在微米度域范围的分维是普适值的说法，后来美国国家研究委员会报告（1999 年）也不同意普适值的看法，龙期威等人共发表论文 140 多篇，被引用 315 次以上（扣除自引）。其中 Prog. Mater. Sci. 的一篇持非普适值观点的综述论文中将龙等 1988 年的实验工作和 Mandelbrot 的开创性论文列为非普适值观点的可信赖的两项依据。他的指数关系和多度域分形处于国际领先地位。这些工作是他 2000 年获得何梁何利科技进步奖的主要内容之一。

(13)固体界面物理力学研究[34]

周富信等人应用分子动力学方法，在国际上首先使用 Cu 多体相互作用势，并在此基础上首先构造了 Cu-Bi 和 Bi-Bi 多体相互作用势，用来研究铋在铜晶界中的偏聚。结果发现，随着结构的变化，$\Sigma3$，$\Sigma33$，$\Sigma11$ 和 $\Sigma9$ 晶界的偏聚依次增强；还发现晶界断裂强度取决于铋原子偏聚浓度与分布，并且 $\Sigma9$、$\Sigma11$ 和 $\Sigma33$ 分别发生沿晶断裂、沿晶撕裂和穿晶断裂。这些结果与实验结果相符，这样就从原子层次上解释了晶界断裂的原因。

吴希俊等人 1989 年在国内首先研制成功大尺寸定向金属铜双晶和三晶；首先实验研究了铜双晶和三晶的形变与断裂强度与晶界结构的关系，并且与周富信合作用分子动力学从理论上模拟了铜双晶的形变与断裂的原子过程。此项研究应邀在两次国际会议上作邀请报告。1990 年又在国内首先研制成功采用惰性气体凝聚——真空原位固结技术制备三维纳米块体材料的装置，研制成功屈服强度比普通多晶粗晶金属银高 6 倍的纳米金属银，以及其他多种高强高韧清洁界面金属、高子导体和陶瓷纳米块体材料，并提出纳米金属的范性形变和屈服过程不仅与晶粒尺寸有关，而且与晶界结构以及晶界原子迁移有关的新观点。这些研究结果获得省部级科技进步二等奖和三等奖各一项，发表论文 60 余篇，被引用 70 余次。

透过上述诸例，并联想两弹一星的雄伟气势，可以看到物理力学无与伦比的辉煌景象。此时此刻当我们重新捧读钱学森 1957 年发表的“论技术科学”或“物理力学介绍”时，怎能不产生

“已是山花烂漫时，他在丛中笑”的感觉呢？

4 展望

4.1 物理力学的手段将继续不断地增强

①非平衡态统计力学一定会进一步发展出较为系统的理论，解决过去不能解决的问题。例如在寻求中等密度气体和稠密气体的玻尔茨曼型方程中遇到的发散问题；非平衡态涨落问题等。非平衡态统计力学已有理论中有一些是对实际问题很少能圆满求解的(如关联动力学的理论和方法，尤其是其高阶解)，对这些实际问题，将一定会进一步发展出较实用的解法。凝聚态物理也会不断有新的进展。这样，物理力学就会有更为有力的概念、思路和方法来分析它所要解决的具体问题。

②计算速度、精度和可计算的原子数将大幅度快速提高。

计算机芯片现在更新很快，1971年英特尔生产的第一个芯片只含2300个晶体管，去年下半年推出的“奔腾4”芯片已含有4200万个晶体管，而去年年底问世的30纳米晶体管技术将使硅芯片可以容纳4亿个晶体管。英特尔公司工程师保罗·帕肯前年在《科学》杂志上指出，硅芯片技术10年后将走到尽头。但是，接下来它的接班人是更厉害的量子计算机。去年，郭光灿领导的中国科技大学量子通信和量子计算开放实验室已成功地研制出4个量子位的演示用量子电脑，之后，美国IBM公司又推出5个量子位的演示用量子电脑。据估计，它的实用化和商品化大约在20年后。它用微观粒子的状态来记录信息。它所使用的基于态的叠加原理的量子算法与经典计算机的二进制算法相比，能更迅速地对大量或更复杂的计算进行分类处理，在存储容量、运算速度上都会有指数数量级的提高。加上现在计算技术已有的并行方法和基于物理考虑已提出的一些大大减少计算量的有效算法(如将全电子计算用价电子计算代替的赝势方法，把密度泛函理论中比例于原子数立方(N^3)的计算量减为比例于N的线性标度算法[35]，以及引人了电子虚拟运动的CP法[16])，人们用分子动力学、第一原理分子动力学与蒙特卡罗法可计算的原子数将会快速上升，何况有关的计算方法将来还会有进一步的改进呢？(现在已可以对10亿个原子进行分子动力学模拟，对几千个原子进行第一原理分子动力学模拟)。

同时，计算精度将大大提高。上已提到，英国剑桥大学凯文迪什实验室和皇家学院用量子蒙特卡罗方法精确计算“交换关联穴”的形状，以消除密度泛函理论中半唯象的交换关联能项所带来的误差。这样，计算结果的精度将没有限制(当然Born-Oppenheimer近似以及原子核运动的牛顿近似带来的误差还是存在的)。虽然现在看来量子蒙特卡罗方法计算量很大，但随着计算机运算能力的飞速发展，这将不是问题。所以不久的将来，计算精度会比现在大大提高。

③观察仪器和实验手段将会随着计算机技术和电子技术的发展而有不断的进步。

4.2 物理力学的对象和可处理的难度将会大大扩大，对未来工程技术的贡献将会更大

随着物理力学的手段大大加强和世界科技总体发展的需要，物理力学的对象和可处理的难度将会并正在大大扩大。

复杂分子构成的液体和固体、纳米材料、智能材料、微型机械有关材料、纳米机械、生物组织等对象的平衡和非平衡性质研究将会广泛深入地开展并为材料设计做出巨大贡献。

现在尚无法解决，或解决得不彻底的一些问题，如真实物质(包括三维、低维和分维系统)

的平衡相变问题、摩擦问题、高度非平衡现象问题(如有快速化学反应或强相干非平衡辐射的气体动力学问题,真实物质远离平衡的不可逆生长过程,如金属的电解沉积、烟灰、胶体及肿瘤等实际生长过程,凝聚态物质中激波的结构,固体材料的塑性变形和断裂问题等等)都将会不断地有突破性进展。

所有这些,都对未来的高新工程技术有明显的支撑作用。所以,物理力学对未来工程技术的作用将会更大。遥望未来,人们应由衷地感谢钱学森所指引的物理力学之路!

4.3 我们的责任——发扬钱学森的创新精神,主动地促进物理力学的发展

上面两点已表明,物理力学必将继续加速发展。面对这种趋势,我们是消极被动地等待物理力学被外国人去发展并对外国的工程技术作完贡献后再传人中国呢,还是相反?对于这一问题,钱学森实际上早在四五十年前就已经为我们做出了正确的选择。他回国后特别强调在我国大力发展物理力学的一个特殊原因是,他了解发达国家技术科学的储备雄厚,它为工程技术提供新原理、新概念、新目标、新途径、新方法,所以不断有新技术苗头产生,而一旦出现一个新技术的苗头,又马上就能得到对口面充分的技术科学的进一步支持,所以他们的工程技术便总是发展很快,而我国技术科学的储备很薄弱,不能适应“赶超”的要求,为了从根本上扭转我国科技落后的局面,必须大力增加我国技术科学的储备,所以钱学森回国后大力倡导在我国发展物理力学等技术科学是有特别的针对性的。今天一方面我国物理力学已取得可观的成绩,可以为工程技术提供进一步的支撑、做出进一步的贡献;另一方面,我国技术科学储备薄弱的局面尚未根本扭转,因此钱学森发展物理力学等技术科学、增加科技储备的思想并未过时,我们仍需要有逐步发展的恒心。面对世界科技发展更快和我国市场经济的新形势,更需要学习和发扬钱学森远见卓识的开拓精神,敢于在科研安排上,果断地、坚定地对物理力学这一方向投人继续创新的人力、物力和财力,为我国当代和未来高新技术的持续发展,以及力学学科的革命性进展从战略上提供保证。然后,在战术上要仔细地、科学地进行子课题方案的充分论证,开展踏踏实实的研究,并在实际科研工作中培养和造就钱学森所殷切期待的物理力学的下一代。

在自然科学和技术科学体系中,作为学科,只有物理力学是咱中国人提出来而得到国际承认,并已呈现了一派欣欣向荣的发展景象。对于这样一门至关民族兴衰的重要学科,我们这一代中国人肩负着因势利导、继往开来、促进发展的历史责任。

致谢 在本文的撰写过程中,笔者与崔季平、周富信、郑哲敏、白以龙诸教授进行过有益的讨论。特别是与崔季平教授讨论的次数最多,他还介绍了不少有关的历史情况,提供了不少宝贵资料;周富信教授将他尚未出版的稿子[12]提供给笔者参考和选用。对于他们的帮助,笔者谨致谢忱。

参考文献

1 钱学森. 论技术科学. 科学通报, 1957, (4):97～104
2 钱学敏. 试论钱学森的科学观与方法论. 中国科学报,1996.2.26～2.28
3 Tsien H S. Physical mechanics, a new field in engineering scienc. J Amer Rocket Soc, 1953,23:17～24
4 钱学森. 物理力学介绍. 近代物理介绍. 北京: 科学出版社, 1957
5 Kuhn T S. The Structure of Scientific Revolution. Chicago: Chicago Press, 1960
6 Tsien H S. The properties of pure liquids. J Amer Rocket Soc, 1953, 23:14～16

7 Tsien H S. Lennard－Jones and Devonshire theory for dense gas. Jet Propulsion, 1955,25 Part, Issue9:471～478

8 Tsien H S. Asymptotic analysis of some integrals connected with calculation of spectralline absorption coefficient. In：钱学森手稿.太原：山西教育出版社，2000，388～394(郑哲敏主编)

9 Tsien H S. Emissivity of diatomic gases at low pressure. In：钱学森手稿. 太原：山西教育出版社，2000，395～405(郑哲敏主编). Joined in Penner SS. Ostrander M H and Tsien H S. The emission of radiation from diatomic gases. III. Numerical emissivity calculation for Carbon Monoxide for low optical densities at 300° and atmospheric pressure. J of Appl Phys, 1952, 23：256～263

10 钱学森. 物理力学讲义. 北京：科学出版社，1962

11 Tsien H S. Engineering and engineering sciences. J of Chinese Institute of Engineers, 1948, 6：1～14

12 周富信. 物理力学. 20世纪中国学术大典.力学卷. 北京：科学出版社，2002

13 Abrikosov A A, et al. Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics. New York:Dover Pub com, 1975

14 Balescu R. Equilibrium and Nonequilibrium Statistical Mechanics. New York：Wiley, 1975

15 Binder K. Monte Carlo Methods in Statistics. Berlin：Springer－Verlay, 1979

16 Car R, Parrinello M. Unified approach for molecular dynamics and density－functional theory. Phys Rev Lett, 1985, 55：2471～2474

17 蔡锡年.分子动力学和物理力学. 力学未来15年国际学术讨论会论文集.第一卷.北京：科学出版社，1986

18 赵伊君，张志杰. 原子结构的计算. 北京：科学出版社，1987

19 荀清泉. 人造金刚石合成机理研究. 成都:成都科技大学出版社，1986

20 朱如曾，孙祉伟等. 复正交矩阵区对角化条件及其对相变问题的应用. 力学学报，1990，22(2)：171～175

21 朱如曾. 化学反应速率的微观理论. 中国科学，1982，11：481～492

22 Sun Z W, Soto M M, Barnettand R N, et al. An approach for improved variational quantum Monte Carlo. J Chem Phys, 1994, 101：394

23 Cheng K J. Application of TFD model and Yu's theory to material design. Progress in Natural Science, 1993, 3(3)：211～230

24 Goddard W A, et al. First principles multiscale approaches to prediction of mechanical properties. Proceeding of ICTAM 2000 (Chicago)

25 Hood R Q, et al. Quantum Monte Carlo investigation of exchange and correlation in Silicon Phys. Rev. Lett, 1997,78：3350～3353

26 Li W X and Wang T C. Abinitio investigation of the elasticity and stability of aluminium, J. Phys. Condens Matter,1998,10：9889～9904

27 Li W X and Wang T C. Elasticity, stability and ideal strength of β－SiC in plane wave based ab initio calculations. Phys Rev B, 1999, 59：3993

28 Wang C Y, Yu T, Duan W H, et al. A first principles interatomic potential and application to the grain boundary in Ni, Phys Lett, 1995, A197：449～457

29 肖慎修，王崇愚，陈天朗. 密度泛函理论的离散变分方法在化学和材料物理学中的应用，北京：科学出版社，1998

30 夏蒙棼，韩闻生，柯孚久，白以龙. 统计细观损伤力学和损伤演化诱致突变.力学进展，1995，25:1～40;145～173

31 Panin V E. Mordern problem of physical mechanics. In：Mesomechanics 2000, Vol 1. Beijing：Tsinghua Univ Press. Edt GC Sih. 2000, 1127～142

32 邢修三. 非平衡统计断裂力学基础. 物理力学专辑. 力学进展. 1991，21

33 Lung C W, March N H. Mechanical Properties of Metals：Atomistc, Fractal and Continuum Approaches. Singapor ：World Scientific, 1999

34 Zhou F X, Peng B Y, Wu X J. Molecular dynamics study of deformation and fracture for pure and bismuth－segregation tilt copper bicrystals. J Appl Phys,1990, 68(2)：548

35 Goedecker S. Linear scaling electronic structure methods. Rev Mod Phys, 1999, 71：1085～1123

我国飞机主动控制技术的开发与验证

李　明
（沈阳飞机研究所，沈阳　110035）
张汝麟
（飞行自动控制研究所，西安　710065）

摘要　概要描述了主动控制技术（ACT）及其工程实现的基础——电传飞行控制系统（FBWS）的起源、发展和应用情况。重点阐述了歼八Ⅱ ACT 验证机三轴数字电传/主动控制系统的控制律设计与飞行验证。首先对实现主动控制功能基础的全时、全权限控制增稳系统，进行了扼要的讨论。接着，把讨论焦点集中于放宽静稳定性、飞行边界限制和直接力控制等主动控制功能的实现方法，最后给出了飞行验证结果与简要结语。

关键词　主动控制技术，数字电传飞行控制系统，控制律，飞行验证

引　言

传统的飞行控制系统，仅用于弥补已经设计好的飞机在广阔的飞行包线内飞机飞行品质的缺陷和减轻长时间飞行中驾驶员的工作负担。一般只用单套系统，采用限制控制权的方法达到系统故障－安全的要求。20 世纪 60 年代，大型飞机（轰炸机、运输机）因挠性机体气动弹性模态出现飞行事故而成为严重问题。典型事例是 B－52 轰炸机 1964 年因低空湍流造成的飞机垂尾折断事故，导致在美、英等国开展了一系列与结构模态相关的新控制概念的应用研究。同期，越南战争期间，因战斗机操纵系统损伤而损失飞机的情况相当严重，导致美国军方开展对高生存力新操纵系统概念和增强战斗机动性的新控制技术的研究；而为了新控制概念的工程实现，开展了与功能关键程度相适应的高可靠性的多余度电子控制技术的研究，使电子飞行控制系统的安全可靠性与机械液压操纵系统相当。上述这些研究结果产生了两个具有划时代意义的新飞行控制概念——主动控制技术（ACT）和电传飞行控制（FBW）系统。多余度电传飞行控制系统采用多模态控制律设计，以闭环反馈方式实现各种主动控制功能。改变了传统的飞机设计方法，使先进的飞行控制系统设计进入确定飞机构型的迭代设计过程。70 年代中后期，飞行安全关键的模拟式电传/主动控制系统在国外战斗机（如 F－16A 和幻影 2000）上进入型号实用阶段。由于数字计算机在运算能力、可靠性、灵活性、体积和重量等方面的优势，70 年代中期至 80 年代中期，飞行控制系统经历了由模拟式线路向数字式系统的过渡。80 年代下半期，数字式电传/主动控制系统也在国外先进的第三代战斗机型号（如 EF－2000、Rafale A、F－16C/D、JAS－39 等）中得到了应用。当前，主动控制技术和数字电传飞行控制系统已成为国外先进第三代战斗机的典型标志，也已经逐步推广应用于先进的运输机、轰炸机和民航机。

我国的 ACT 开发工作始于 1979 年，从一开始就与数字电传飞行控制系统和使用的验证机有机地结合在一起。按照预定的计划，开发工作分为两个大的阶段。第一阶段以歼八作为

验证机,开发了纵轴数字电传/主动控制系统。该系统采用基本四余度结构方案,飞行安全关键部件均具有 FO/FO/FS 故障容限;伺服作动器采用了完善的通道内自监控(ILM)技术。该系统于 1990 年完成了全部开发和飞行验证计划,是国内第一个实现对静不稳定飞机全时间、全权限电传操纵飞行的系统。

1991 年至 1999 年是我国主动控制技术开发的第二阶段。该阶段以歼八Ⅱ为验证机,开发了三轴数字电传/主动控制系统。论述了该系统的功能、结构、主动控制功能的实现以及飞行验证的结果。实现主动控制功能的控制律设计是讨论的重点。

1　三轴数字电传/主动控制系统功能与结构

1.1　系统功能与控制律模态

1.1.1　系统功能

- 全时全权限三轴控制增稳
- 放宽静稳定性控制
- 三轴飞行边界限制
- 中性速度稳定性
- 垂直平面直接力控制
- 自动驾驶仪
- 电备份应急控制
- 机内自检测

1.1.2　控制律模态

- 主控制模态
- 直接力模态
- 自动驾驶仪模态
- 应急备份模态

1.2　系统结构

歼八ⅡACT 验证机采用了三轴全电传飞控系统体制,取消了原歼八Ⅱ飞机的全部机械操纵链。图 1 示出验证机采用的三轴四余度数字电传飞控系统结构。

2　主要控制功能实现

2.1　控制律主模态

主模态是驾驶员通过数字电传飞控系统实现全时、全权限手操纵飞行所使用的控制律模态。主模态控制律的设计是保证飞机操稳品质和实现关键性主动控制功能的主要手段。同时,它也是直接力控制模态和自动驾驶仪模态的基本内核。主模态是在飞机六自由度非线性动力学特性下完成的三轴一体化的控制律设计,它包含俯仰轴非端点构形子模态、俯仰轴端点构形子模态和横航轴控制模态。本文仅对俯仰轴非端点构形子模态进行讨论。

俯仰轴非端点构型子模态用于空中飞行阶段(A 和 B 阶段),实现全权限控制增稳、放宽静稳定性控制、法向过载和迎角边界限制、中性速度稳定性以及纵侧向解耦控制等功能。图 2 所示为该子模态的简化控制律结构。图中,DZ 为俯仰轴驾驶杆位移,N_Y 为法向过载,ω_2 为经过结构滤波的俯仰角速度,α 为迎角,DTZ 为平尾偏角。其他符号组为控制律软件使用的变量名。

2.1.1　控制增稳回路

控制增稳回路设计的目标是使飞机在整个飞行包线内的稳定性和操纵性满足国军标规定的Ⅰ级品质要求。在大动压飞行状态,控制指令对应于法向过载或迎角,在小动压飞行状态,控制指令对应于法向过载和俯仰速率的混合反馈。动压转换点为 1200kg/m^2。

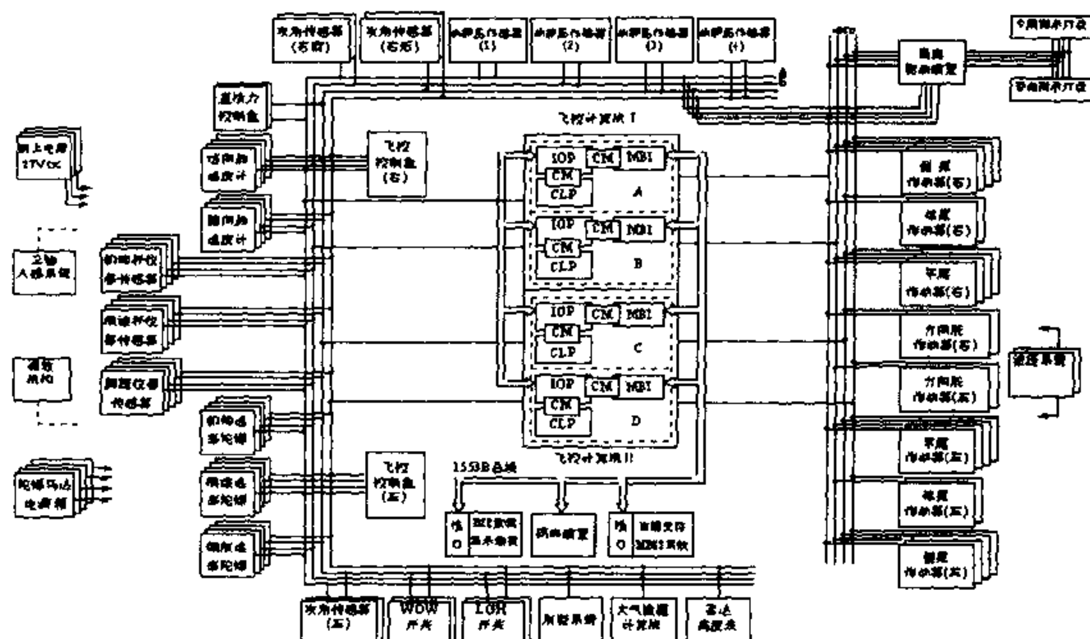


图1　三轴四余度数字电传飞控系统组成与结构

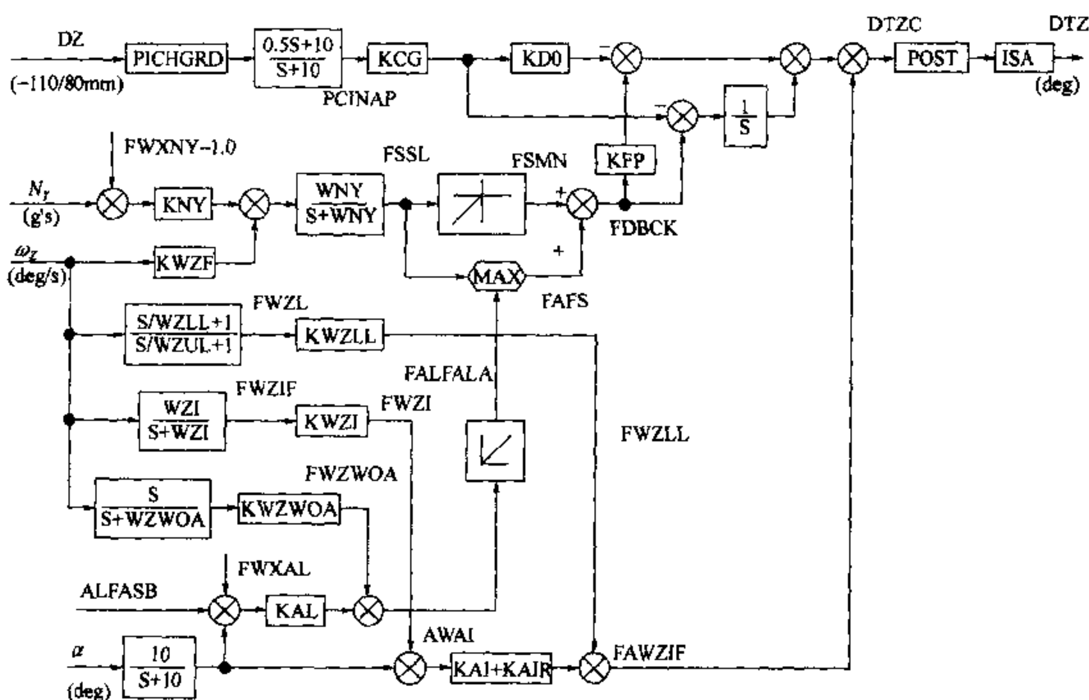


图2　简化的俯仰轴非端点构型控制律结构

杆位移指令信号通过非线性增益(PICHGRD)、校正器和调参增益(KCG)后分为两路，形成前向复合控制指令。一路为直接链指令，用于减小系统等效时延。另一路在前向积分器前与法向过载及俯仰速率主反馈信号综合，用于实现中性速度稳定性。

为保证结构稳定性，防止气动伺服弹性耦合，俯仰角速度信号首先经过陷波器(图中省略)滤波。在本系统内，结构滤波器放在反馈通道的目的是减弱陷波器对刚体运动等效时延和稳定储备

的不良影响。分析和验证表明,陷波器放在主敏感信号源反馈通道对弹性模态耦合的抑制作用与放在前向指令通道基本相同。滤波后的俯仰速率信号,一路经过调参增益(KWZF)与法向过载信号综合,形成混合反馈。第二路经过超前滞后校正和调参增益(KWZLL)进入迎角反馈支路,用于改善飞机的动稳定性。第三路经过低通滤波和调参增益(KWZI)形成俯仰速率内反馈,用于提高低空大动压飞行时的系统稳定裕量,增强静稳定性补偿能力。

2.1.2 放宽静稳定性控制

歼八Ⅱ ACT 验证机加装鸭面后,焦点前移,飞机是静不稳定的构型。最大静不稳定度为 -7%MAC。此时,飞机脉冲响应倍幅时间小于 1s,介于 F-16 (1.5s)和 Rafale A(0.4s)之间。系统采用迎角与低通滤波的俯仰速率混合反馈经调参增益(KAIR)后形成静稳定补偿信号。加入了该补偿支路后,使静不稳定飞机在整个飞行包线内具有与静稳定构型飞机相同的稳定性。

2.1.3 法向过载与迎角边界限制

法向过载限制通过杆位移指令非线性增益(PICHGRD)实现。非线性增益具有饱和特性,使限幅后的杆指令上、下限对应于 +6g、-4g 过载增量值。

迎角限制器的实现相对复杂一些,它由实际迎角、迎角限制偏置量、俯仰速率及取大值逻辑共同实现。迎角限制偏置量(ALFASB)主要取决于验证机最大迎角允许值(α_{max}),同时也考虑到在低动压状态的飞机机动性因素,限制偏置量的设置如表 1 所示,它是动压与静压比值(QCOPS)的函数。

表 1 迎角限制偏置量设置

QCOPS	0.0	0.275 5	0.892 9	≥3.669 5
α_{max}/(°)	22.0	22.0	16.0	12.0
ALFASB	10.5	10.5	8.0	6.0

高通俯仰速率信号(FWZWOA)是第四路俯仰速率反馈信号。该信号引入有两个主要作用,其一是改善迎角限制回路接通时的系统动态稳定性;其二,在大机动指令输入时,初始迎角变化较小,而高通俯仰速率却比较大,只要高通俯仰速率与实际迎角变化之和大于控制增稳反馈信号,就可以接通迎角限制回路。相当于超前启动了迎角限制功能。

取大值逻辑用于决定系统工作于控制增稳状态还是工作于迎角限制状态。它主要由三部分组成,即对控制增稳反馈信号(FSSL)取负值逻辑、对综合迎角反馈取正值逻辑和比较器逻辑(MAX)。当 FSSL 为正值且大于取正值后的综合迎角反馈(FALFALA)时,取大值逻辑的输出 FDBCK 等于 FSSL,系统工作于控制增稳状态。当 FSSL 为正值且小于 FALFALA 时,逻辑输出等于 FALFALA,系统工作于迎角限制状态。相关增益的匹配设计,保证了取大值逻辑工作的正确性、迎角限制回路的稳定性以及模态转换的平滑性。

2.1.4 快滚惯性交感抑制

为防止快速滚转时俯仰轴与滚转轴的气动力耦合效应,引入了经低通滤波的滚转速率信号 FWXAL 和 FWXNY。其中,FWXAL 用于增强迎角限制能力,FWXNY 用于增强法向过载限制功能,以防止快速滚转时飞机进入危险状态和结构超载。

2.2 直接力模态

直接力控制是一种利用气动操纵面的协调偏转实现非常规机动飞行的主动控制技术。考虑到验证机气动操纵面的限制,在歼八Ⅱ ACT 验证机上只设计并验证了垂直平面的直接力控制系统。它包含如图 3 所示的三种子模态:(*a*) 直接升力——在迎角不变的情况下,控制飞机上升和下滑航迹;(*b*) 机身俯仰指向(瞄准)——在航迹不变的情况下控制飞机的俯仰角;(*c*)

垂直平移——在不改变俯仰角的情况下控制飞机作垂直位移。显然,这些非常规机动需要实现运动变量的解耦控制。本系统采用了静态解耦的设计,采用级联外回路的设计思想,以俯仰轴主模态控制律为内核,在前向通道和反馈通道叠加补偿信号实现三种子模态的解耦控制。同时,用副翼增强后缘襟翼的气动效应与平尾共同实现直接力控制功能。

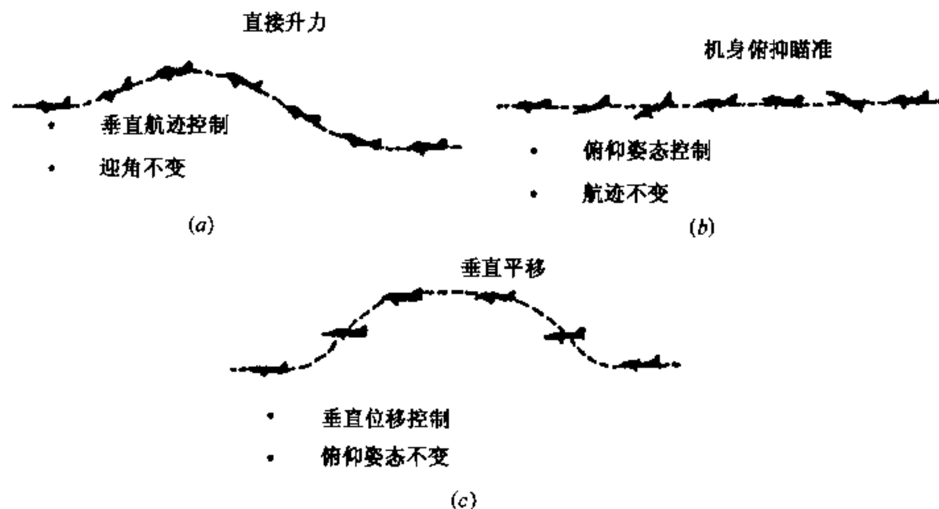


图 3 垂直平面内的直接力控制子模态

直接力模态控制律简化框图如图 4 所示。

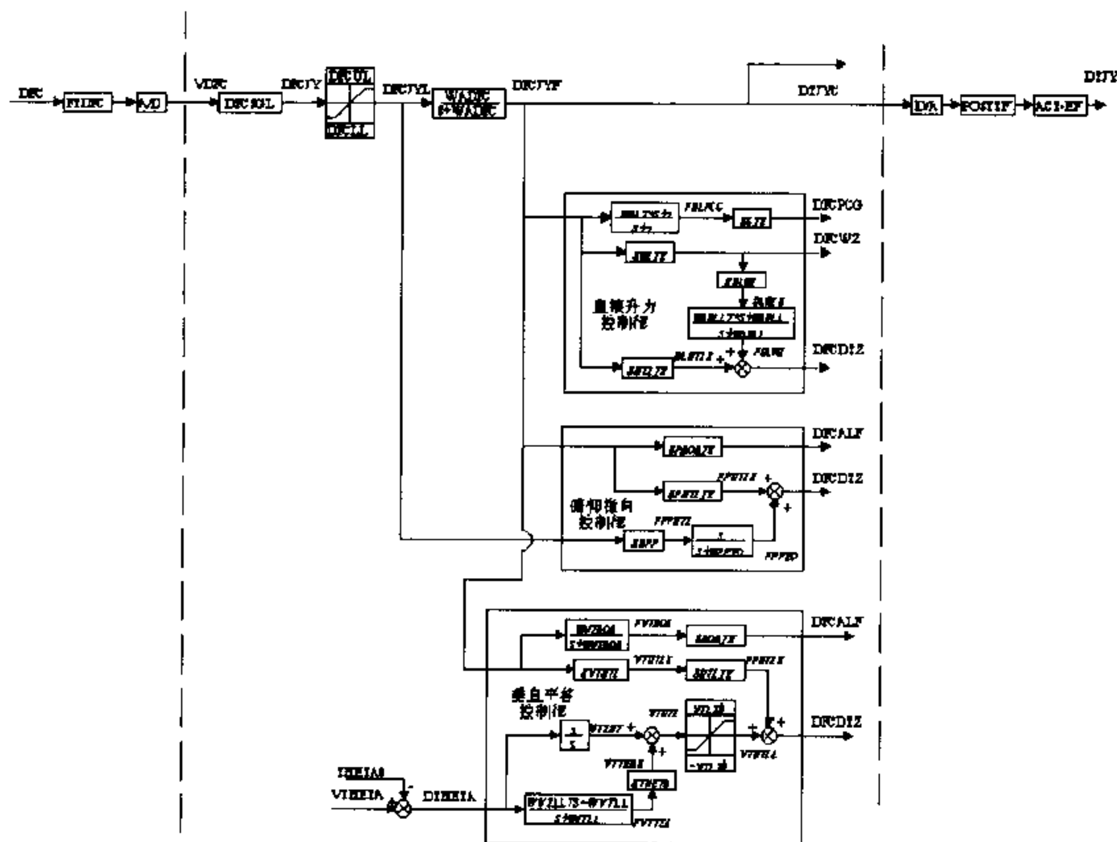


图 4 简化的直接力模态控制律框图

3　飞行验证

3.1　验证范围

歼八Ⅱ ACT 验证机在三种重心构型情况下，验证了数字电传/主动控制系统的全部功能和模态。三种构型是：

• 正常布局静稳定构型，重心位于焦点之前，具有正常的静稳定裕度；

• 鸭面布局中立静稳定性构型，最后重心位置与焦点重合；

• 鸭面布局静不稳定构型，最大静不稳定度为 −7%MAC。

三种重心构型下的验证飞行范围如表 2 所示。

表 2　验证飞行范围

飞行状态参数	构型		
	静稳定构型	中立构型	静不稳定构型
最大高度/km	18	18	10
最大马赫数	1.80	1.83	1.40
最大表速/$km \cdot h^{-1}$	1100	1124	1000
最小机动表速/$km \cdot h^{-1}$	273	299	310

3.2　主要验证结果

3.2.1　放宽静稳定性控制

本系统全时、全权限控制增稳回路具有放宽静稳定性控制能力。表 3 和表 4 分别给出由飞行验证得到的控制增稳系统在放宽静稳定性构型时俯仰轴与横滚/偏航轴主要操稳品质参数。为了便于对比，同时也列出了正常重心布局下，系统的品质参数。从表内可以看出，除去等效时延有部分飞行状态为 2 级外，其他各项品质均满足国军标 1 级飞行品质要求。

表 3　俯仰轴操稳品质参数

构型	品质参数			
	CAP	ω_{nsp}/$rad \cdot s^{-1}$	ξ_{nsp}	τ_e/s
静稳定	0.28～1.60	2.8～5.5	0.6～0.7	0.12～0.19
中立稳定	0.28～1.80	2.0～5.5	0.51～0.67	<0.1
静不稳定	0.85～2.60	3.2～4.8	0.65～0.83	0.09～0.14

表 4　横滚轴、偏航轴操稳品质参数

构型	品质参数				
	τ_R/s	ξ_{nd}	ω_{np}/$rad \cdot s^{-1}$	τ_φ/s	τ_β/s
静稳定	0.16～0.45	0.40～0.44	2.7～2.8	0.11～0.16	0.19
中立稳定	0.20～0.23	0.32～0.33	2.4～2.6	0.04～0.06	0.04
静不稳定	0.17～0.21	0.35～0.38	2.2～3.3	0.05～0.07	0.10～0.15

3.2.2 飞行参数边界限制

试飞验证表明,三轴运动参数边界限制功能都已正确实现。图5为静不安定构型、0808状态、拉满杆操纵时的迎角时间响应。

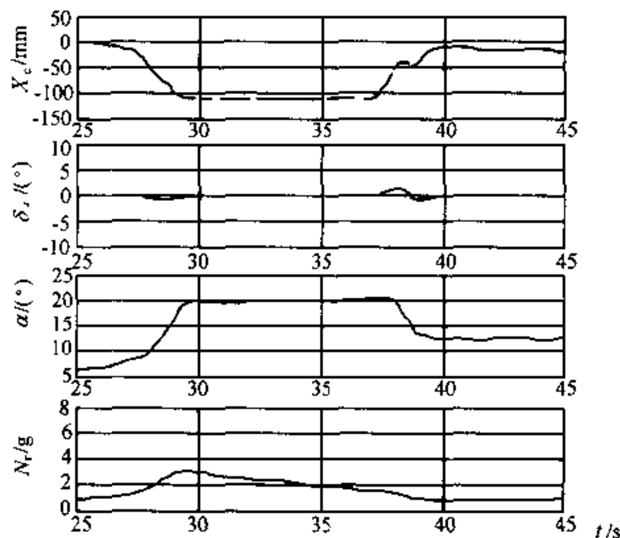


图5 迎角限制响应

3.2.3 直接力控制

在中立重心构型下进行了三种直接力子模态飞行验证。结果表明,三种子模态均已正确实现,直接升力产生的最大法向过载增量可达0.9g,俯仰指向能力可使俯仰角增量达3.5°。静态解耦精度满足设计要求。图6所示为俯仰指向子模态飞行验证的典型过程曲线。

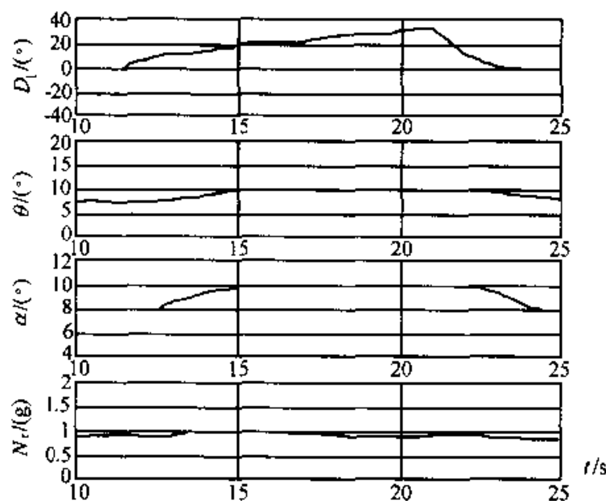


图6 俯仰指向子模态时间响应

3.3 试飞员主要评述意见

通过各科目的试飞,深切体会到电传操纵系统带来的好处。从一定意义上讲,就像在驾驶一架完全不同的飞机。

- 电传系统的各项功能均能正确实现。它所体现的突出优点是原型机无法比拟的。
- 在验证包线范围内,飞机的飞行品质有了质的提高,真正表现出"静则稳,动则灵"的设

计思路,这极大地减轻了飞行员的工作负担,提高了抗干扰、精确操纵、编队及各种机动的能力。

• 飞机的边界限制(迎角/过载,滚转速率)功能,使得飞行员敢于放心作动作,而不必顾及超出限制,从而可以挖掘飞机潜力,提高飞机机动能力。

• 飞机在起降阶段,增稳效果明显,不安定构形和安定构形飞机的操纵方法和响应特点很接近,容易控制姿态,飞机跟随性好,操纵特点符合飞行员习惯。

• 直接力功能比较有新意,在过去的飞机中没有遇到过,感觉在编队等精确操纵中的作用非常明显。

4 结 语

严格按照型号工程的研制方法,为歼八ⅡACT验证机开发了三套数字电传/主动控制系统工程样机。经飞行验证表明,系统达到了预期的设计目标。标志着我国已经掌握第三代战斗机所需的关键控制技术——主动控制技术和数字电传飞行控制技术,具备了自行研制先进的第三代战斗机飞行控制系统的能力。该项技术不仅可以用于我国第三代战斗机的改进改型,而且为第四代战斗机所需的综合控制技术奠定了飞行控制技术基础。在"九五"期间,该系统已经作为基本的飞行控制平台,用于综合飞行/火力控制技术、综合飞行/推力控制技术以及自修复飞行控制技术等项目的开发工作。可以预计,该项技术对我国航空技术的进一步发展将产生意义深远的影响。

参 考 文 献

1 GJB185-86.有人驾驶飞机(固定翼)飞行品质.国防科学技术工业委员会.1986.11

2 AD-A029074. Background Information and User's Guide for MIL-F-9490. Boeing Co. Jan. 1975

3 顾诵芬,李明等. 赴法、英考察主动控制技术小结.航空航天部科学技术研究院,1990

4 AGARD AR-279 Handling Qualities of Unstable Highly Augmented Aircraft. 1991

5 AD-A100045/4/HDM. Development of HandLing Quality Cirteria for Aircraft with Independent Control of Six Degrees of Freedm AFWAL AF-TR-81-3027, 1981

6 张汝麟. 主动控制与综合控制 飞行力学,1997.15(3)

7 AGARD-LS-157. Advances in Flying Qualities. May. 1988

8 AGARD-AR-335 Flight Vehicle Integration Panel Workshop on Pilot Induced Oscillations. Feb. 1995

9 空军第一试飞大队林学本,毕红军,赵士兵. 歼八ⅡACT验证机试飞演示验证评述.

用于生产乙烯的气体动力学方法①②

俞鸿儒

(中科院力学研究所高温气体动力学实验室,北京 100080)

摘要 乙烯是裂解反应过程中的中间产品,计算结果表明:乙烯产率随反应时间变化,在最佳反应时间,产率最高。裂解反应温度愈高,峰值产率愈高,同时最佳反应时间亦愈短。现有竖管式裂解炉工艺难以满足提高乙烯产率并降低成本的要求。文中介绍了几种激波控制加热新方法及其优缺点。简要描述了我们目前正在研究中的多级串联超声速混合加热方法和反向混合加热方法。

关键词 裂解,乙烯,超声速混合,激波

引 言

早在20世纪50年代初,钱学森先生[1]就已经提出:可以采用气体动力学方法去为反应气体创造急速升至高温和高压的反应条件,使之实现快速的反应而生成所需的化合物,还可以让其通过迅速的膨胀冷却,避免化合物在缓慢的冷却过程中进行逆反应,将更多的已生产的所需化合物"冻结"下来,成为产品。钱先生的这一倡导,为化工生产工艺开辟了新的途径,同时亦为气体动力学的发展创造了新的需求环境。

20世纪60年代初以前,这一方面的研究曾受到广泛的关注。当时的技术路线大多以激波管为基础。虽然激波管具有满足各种实验模拟要求的能力,能提供正确的数据,已经成为受欢迎的化学动力学实验工具。但其每次实验所得产品稀少,不足以补偿其消耗,缺乏工业生产应用价值。发展成功的激波管连续化装置——波机械,其经济性与技术难点仍然限制着它在工业生产中的实际应用。

本项工作为遵循钱学森先生倡导的方向而开展的一种探索工作——寻求裂解生成乙烯的有效的气体动力学方法。

1 乙烯生产要求的裂解条件

乙烯(包括丙烯,以下同)是众多石油化工产品的基础原料。近半个世纪以来,是石油化工产品中产量增长最快的品种,预计今后一段时间仍将保持这一趋势。

目前裂解制造乙烯的原料主要来自天然气(烷烃)或石油(石脑油,柴油)。为了了解提高

---

① 国家自然科学基金资助项目(批准号:19632002)。

② 谨以本文纪念钱学森院士九十诞辰。

乙烯产率所要求的裂解工艺条件，我们[2]对典型原料（乙烷和正丁烷）裂解生成乙烯的非平衡过程进行了计算。获得两种条件下，乙烯产率随反应（或初始反应）温度与反应时间的变化曲线。其中图1为反应温度恒定条件下的结果，图2为反应气体穿过正激波阵面后温度突然升高的结果。由于裂解反应要吸收大量热量，反应温度将随时间下降。从以上两种结果均可看到：当反应（或初始反应）温度一定时，在开始阶段乙烯产率随反应时间的增长逐渐上升。这是由于乙烷裂解生成乙烯的反应（一次反应）占优势。达到峰值点后，乙烯裂解为乙炔甚至生成碳的反应（二次反应）超出一次反应[3]，因此反应时间超过某一临界值，乙烯产率反而下降。对于同一反应（或初始反应）温度，对应有一个最佳反应时间，此时乙烯产率最高。还可以看到，反映温度愈高，对应的最佳停留时间亦愈短。因此，要想获得高的单程产率，反应温度应高，反应时间应短。

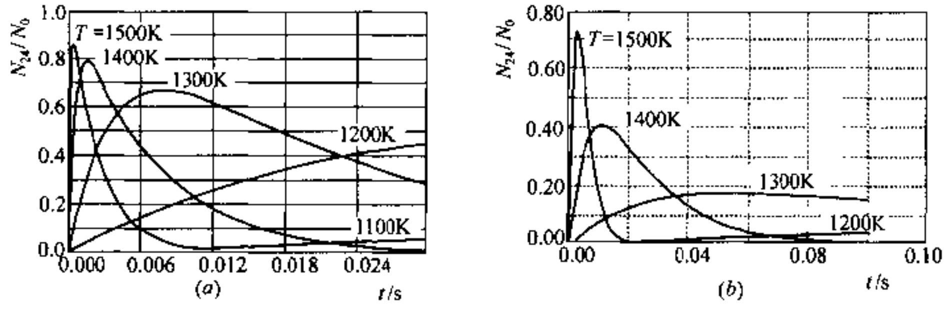


图1 在不同恒定反应温度条件下，乙烯产率随反应时间的变化

（a）原料为乙烷；（b）原料为正丁烷。

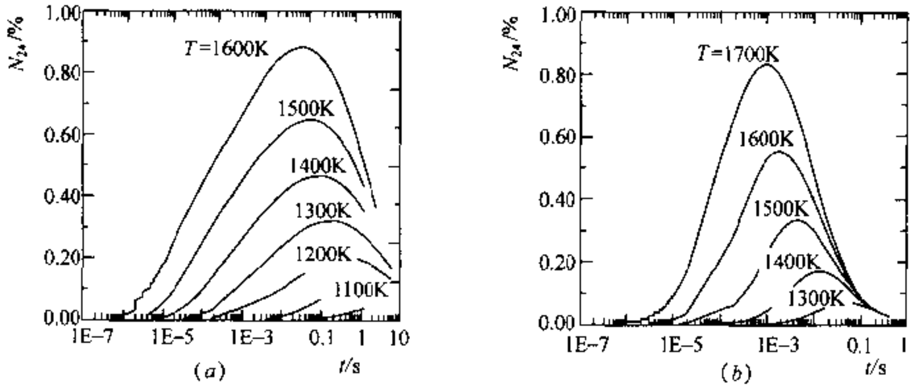


图2 在不同初始反应温度条件下，乙烯产率随反应时间的变化

（a）原料为乙烷；（b）原料为正丁烷。

恒定裂解反应温度与正激波下游绝热两种情况相比：当裂解反应温度和裂解初始温度相同时，前者乙烯峰值产率高于后者，要获得同样峰值产值，裂解初始温度要稍高。其他参数相同时，后者最佳反应时间长得多，过峰值点后产率随时间下降速率亦缓慢，这些都有利于工业生产过程中的控制。

2 现有生产工艺的局限

目前全世界乙烯产量中的99%，均由竖管式裂解炉裂解生成。原料气在裂解炉管中通

过，裂解所需高温和裂解反应所需热量通过管壁从管外燃气传给管内反应物。这种生产装置经过多年改进，技术已趋成熟，但仍难满足裂解产品低成本高产率要求。

首先是受管壁材料耐高温特性的限制，反应温度仍不够高。虽然目前制作炉管的含高镍铬组分合金材料可使用温度上限已接近1500K。但由于要求炉管高强度传热，炉管内外壁温差大于200K[4]。加上管内壁结焦层温差以及气流边界层温差，管内反应气体的真实温度仍不够高。其次，反映停留时间过长对产品产率的影响则更加严重。要想缩短反应时间，必须增大加热速率。缩小炉管直径是增大加热速率的有效措施。从20世纪50年代起，裂解加热炉管直径从200mm不断下降，最小时曾达到25mm，相应反应停留时间缩短到30ms。但实践中发现，对于小直径裂解管，稍有结焦，流动阻力增加明显，裂解条件恶化。近年又被迫增大炉管直径。由于反应温度和停留时间均偏离最佳裂解工艺要求，现有裂解炉的产品单程产率远低于可以达到的数值。

此外，从炉管外对裂解原料加热，要通过边界层传递热量。边界层内，气体温度高于而流速则低于管中心部分的数值。由于温度高，速度低亦即停留时间长，因而二次反应更明显。生成碳靠近管壁，更易积结在管壁上。炉管内壁结焦，使表面粗糙度增加，流动截面缩小。要维持恒定流量必须提高操作压力。而压力加大以后将减少裂解生成物。管壁结焦还使传热率下降，要维持传热强度，就要提高炉管温度，从而管材抗蠕变和抗腐蚀性能下降，寿命缩短。目前竖管式裂解炉管均需经常停产清焦以及定期更换价值昂贵的炉管，导致成本上升。由于炉管直径小，流量有限，要获得高产量，需采用多炉管加热炉，以及多加热炉并联生产，除了结构庞大，消耗材料多外，还给控制与操作带来不便。

3 激波控制加热方法

由于现有裂解工艺存在着难以克服的缺点，人们试探采用高温燃气或加热水蒸气与裂解原料直接混合的内加热方法。与通过管壁传热的外加热相比，其主要缺点为载气混入产品中，给分离增加困难。因此载气的种类受限，以采用氢和氧或甲烷和氧的燃气为宜。因为水蒸气或二氧化碳较容易与产品分离。其优点为反应温度不再受反应器材料耐高温极限的限制。更由于可采用人工冷却，因而可使用廉价材料制造反应器。裂解反应器尺寸不再受传热面积的影响，单台反应器的产量可很大。至于反应时间，则可采用激波加以调节与控制。

Kamm[5]提出碳氢化合物热裂方法专利。液体燃料在喷管上游处喷入到氧和甲烷燃烧生成的高温燃气中，液体原料被气化并部分裂解。混合物然后通过喷管加速至超声速，在激波下游升高温度并完成裂解。日本吴羽—千代田和美国联碳公司已联合采用上述专利发展ARC内加热裂解炉，反应温度为1200～2000℃。

原苏联Gorislavets & Mayorov[6]提出另一种内加热方案，预热至800℃的富甲烷和氧同时喷入混合室。混合物通过喷管加速至超声速，通过一物体前的头激波后被点火，升高温度至甲烷裂解温度。

当气流穿过激波后，温度能阶跃上升，加上膨胀降温，因此可控制高温停留时间，能将反应时间降低得很狭。上述二个专利都使用了激波控制技术。然而在Kamm的方法中，原料先和高温燃气混合，混合区温度不比激波下游低，不可控裂解反应早已发生。激波下游可控裂解反应究竟能起多大作用，很难分清。而在Gorislavets等的方法中，利用激波下游升高的温度点火。其实，喷管上游混合区内气体温度并不比激波下游低，点火为何一定在激波下游处发生，

和前者一样,激波的作用很难确定。

气流穿过激波后温度升高是自身能量转换,即介质的部分动能转换为热能的结果。要将原料气从亚裂解温度升到所需的裂解温度,激波上游的气体必须具有必要的动能。原料裂解所需的能量是由燃气提供的。如何将燃气的能量,在原料温度始终低于亚裂解温度条件下,传递给原料气是激波控制裂解技术的关键。Hertzberg[7,8]等发明了激波控制反应器。利用驻定激波瞬时提高原料气的温度,可以获得较普通裂解炉短得多的在高温下的停留时间,从而能增加乙烯产率。加热的水蒸气和原料气分别通过列阵喷管加速到超声速,在亚裂解温度下混合。混合后的超声速流经过一驻定正激波,升高温度后完成裂解。实验结果表明[9]:由乙烷制乙烯的产率已明显较现有工艺高。然而要投入工业应用,目前主要问题是水蒸气与原料比值太高(5~10 倍),消耗大量水蒸气,使成本太高。水蒸气耗量过多的原因是水蒸气温度(1400~1500K)太低,与起始裂解温度(1250~1350K)差太小,单位质量水蒸气在过程中可释放出的能量太少。为了满足裂解所需能量,只能加大水蒸气用量。此外,还限制了起始裂解温度的进一步提高,影响获得更高的乙烯产率。但在上述并联喷管装置中,如水蒸气温度过高,又要保持混合区内混合物温度始终低于亚裂解温度,则喷管出口处水蒸气与原料气速度差将非常大,在这种条件下混合,极容易出现激波,形成不可控裂解。

我们于 1992 年获得中国科学院基础局专项支持,开展激波加热裂解制造乙烯探索性研究,与 Hertzberg 方法的区别为采用多级引射器型喷管串联加速原料气。采用氢氧燃烧产生的高温水蒸气作载气,裂解反应温度因乙烯产率可进一步提高,水蒸气用量可减少。但各级喷管所需水蒸气的焓值不同,仍然有不少问题需克服。

4 反向混合加热方法

Hertzberg 等和我们的方法中,超声速混合好坏是成败的关键。而超声速混合技术极其复杂,难以控制。直觉告诉我们,反向混合则容易得多。为此我们提出用于裂解生产乙烯的反向混合加热方法。

图 3 为装置示意图,燃料(氢或甲烷)与氧在临界喷管(11)的控制下,定量喷入燃烧室(2),燃烧生成高温水蒸气或与二氧化碳的混合物。燃气经喷管(3)加速至超声速。原料气预热(8)后经锥形喷管(9)加速后与燃气流反向喷入混合反应器(10)。 调节燃气与原料气的流动参数

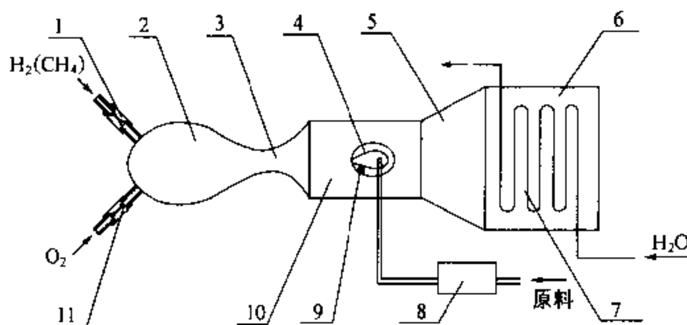


图 3　反向混合加热装置示意图

1—临界喷管;2—燃烧室;3—喷管;4—钝体;5—膨胀段;6—冷却段;
7—冷却器;8—预热器;9—锥形喷管;10—混合反应器;11—临界喷管。

使两者反向碰撞后形成不稳定混合。调整钝体(4)长度可控制反应时间。裂解反应完成后经膨胀段(5)冷却然后采用常规淬冷方法收集产品。

该项实验目前正在进行中。

5 结束语

石油化工生产过程,出现许多高温气体流动有关问题,理应受到气体动力学的关注。钱学森先生早在20世纪50年代初就重视开展这一领域的工作。

值得指出的,这项工作绝非现有成果的简单应用,而是去解决新问题。例如激波控制反应器的核心关键难点为如何在原料气温度始终在亚裂解温度下将其加速至高速。超声速燃烧中的混合旨在成分均匀,普通引射器旨在增压,而本项工作要求将燃气中的热能通过超声速混合将原料气加速到相当高的速度,需要面对新的困难。

本项工作极需得到有关工业部门的重视与配合。本项目的立项得到钱文藻局长,张存浩院士,靳征谟处长的关注,邹传保研究员提供了专利资料,和方曜奇教授进行过多次讨论。董宇飞、单希壮、林建民、李仲发、陈宏、邢小月、谷筋华等同志在工作中给予了大力协助,在此一并致谢。

参 考 文 献

1 钱学森. On the possibility of manufacturing chemicals by gas-dynamical processes. 载:"钱学森手稿",山西教育出版社,2000.12

2 Dong Yufei, Yu Hongru, Shan Xizhuang. On nonequibrium of pyrolysis process in the manufacture of ethere. Acta Mechanica Sinica, 1999, 15(1): 23~31

3 邹仁鋆. 石油化工裂解原理和技术. 北京:化学工业出版社,1982

4 Albright G R, et al. Pyrolysis: Theory and Industrial Practics. Academy Press, New York, 1983

5 Kamm G R. Process for the thermal cracking of hydrocarbons. US Patent 4136015, 1979

6 Gorislavets S P, Mayorov VI. Method of jointly producing acetylene and ethylene. USSR Patent SU 392723, 1983

7 Mattick A T, Hertzberg A, Russell D A. Shock controlled reactors. In"Shock Waves Vol Ⅱ" Takayama K(ed), Spinger Verlage, 1992, 1289~1294

8 Hertzberg A, et al. Appartus for inietiating pyrolysis using a shock wave. US Patent 5219530, 1993

9 Mattick A T, et al. Pyrolysis of hydrocarbons using a shock wave reactor. Proceedings of 21st Intern Symp on Shock Waves, Australia, 1997

工程结构优化设计

钱令希

（大连理工大学，大连　116023）

摘要　弘扬钱学森先生的技术科学思想对力学的发展。“经典力学”和生产发展的结合，逐渐形成了“近代力学”这门典型的技术科学。它综合了自然科学和工程技术，推动了人类文明的发展。电子计算技术的出现为工程计算和分析提供了更有效的手段，又形成了包括计算力学在内的“现代力学”。以结构力学从结构分析到优化设计为例，叙述了技术科学思想对力学发展的影响。

关键词　技术科学，计算力学，工程结构优化

引　言

为祝贺钱学森先生的九十寿辰，中国力学学会和中国空气动力学会联合主办“新世纪力学研讨会”，以弘扬钱学森先生的技术科学思想，这是有重要意义的。会议组织者要我在“计算结构优化”方面做个发言，感到很荣幸。

钱先生于 1955 年归国后不久，在中国力学学会的一次年会上发表了“论技术科学”[1]的演讲，不仅为力学界开拓了眼界，引导了努力方向，而且在全国科技界发生了深远影响。每次重温这篇在《科学通报》1957 年第 4 期上发表的论文，常有新的领悟。

有一次我曾写信请教，“技术科学”这词在英文中应如何翻译，钱先生回信说，可译成“Engineering Science”。我领会“技术科学”就是为工程技术提供理论基础的科学，以建设有科学基础的工程技术。它不是自然科学本身，也不是工程技术本身，它是介乎自然科学和工程技术之间，促成两者的综合，也可以说是两者之间的桥梁。人类进步，有认识世界和改造世界两方面的任务，由自然科学和工程技术分工承担。但分工又必须综合，才能有效地向前进步和发展。技术科学就是从综合自然科学和工程技术，并为双方服务所产生出来的。它的综合与服务亦有利于自身的发展与创新，并做出有技术科学特色的贡献。

钱先生以力学为例论述了应用力学这门典型技术科学的产生。它以经典力学为基础，为航空技术创造性地解决一系列关键工程理论，为人类航空航天技术做出历史性的辉煌贡献。应用力学是在经典力学发展到相当完整的时候，联系生产实际而形成发展为近代的力学。

钱先生于 1961 年在人民日报上发表了一篇重要文章“近代力学的内容和任务”[2]。文章指出近代力学的内容一般分做三个领域：一般力学、固体力学和流体力学。近代力学的任务具体说来有三项：第一，为工程师、设计师服务，帮助他们解决生产实践中的问题。第二，从生产实践中提炼出具有一般性的课题作为新的力学理论来研究。第三，是创新，提出新的科学创见，改进工程技术，改造生产。他指出，十分明显，近代力学离开了理论基础就解决不了问题，而离开了生产实践就将失去其生命力。这篇文章对于当时各大学纷纷成立的力学系起到重要

的指导作用。

他随后又在1978年发表一篇名为“现代力学”[3]的文章。那时国际上电子计算机早已进入科学技术各个领域，而我国由于文化大革命的干扰落后了很多。文章强调“必须明确要把电子计算机和力学工作结合起来，不然就不是现代力学，就不是现代化，就不能说以20世纪70年代世界先进水平作为我们的起点”。

我是由从事土木工程转向结构力学的教学和研究的。早年，结构力学要解决工程问题必须得出数字结果，总是碰到“算”这个难题。不得不先把问题简化，但又不能脱离实际，两者很难兼顾，这方面花费了很大精力，还常常得不到满意的结果。钱先生在1955年11月，即在他归国后的第二个月来东北考察时就对我预言，电子计算机将使科学工作从计算困境中解放出来，并可能由此引发一场新的技术革命。我听了很兴奋。但当时，我们还没有接触计算机，还不大能理解。随后确实逐渐意识到掌握电子计算技术的重要性。

力学工作离不开计算，但是新的计算技术却改变了力学工作的重点：例如计算模型从回避计算困难转变到重视力学理论联系实际的现实性；实验模型从逼真而昂贵的物理模型转变到比较简单的力学机理模型，但能为计算模型提供必要而可靠的参数和信息；研究对象从传统局限的领域跨入更新更广的领域等等。作为一向为计算困扰的结构力学工作者，我在钱先生的技术科学思想的影响下，逐渐明确了教学与科研的努力方向，并在自己所在学校的教研集体中讨论得到共识：

(1) 明确我们的力学工作是为工程技术服务的。

(2) 大家尽快掌握现代化的计算技术，建立计算力学队伍。

(3) 先掌握以有限元法为主的结构力学分析，然后转入结构优化设计的理论和应用的研究，更好地为工程建设服务。

岁月如流，从20世纪70年代开始，迄今已将近30年了，一支20余人的颇有朝气的中青年计算力学队伍起来了，成立了相关的国家重点实验室，也为工程服务做出了一些成绩。现在就“计算结构优化”的题目做个简要的汇报。

1 结构优化设计

1960年初，力学工作者接触了电子计算机，反应强烈，认为从此“计算瓶颈”可以松开。正好有限元方法已出现，工程结构分析有了很有效的统一途径，不必再像过去那样分别寻找各种简化的近似方法去分析不同结构在外部环境下的力学响应。结构分析的手段有了比较大的突破，自然就想到结构优化设计的可能了。事实上，那时国际上也已提出结构优化设计这一课题，L. A. Schmit 首先将数学规划引入结构优化，而美国航空工程界也在研究利用基于工程直觉的准则法做结构优化，遗憾的是文化大革命阻碍了我们的探索和追踪。

到1970年初，图书馆重新开放，我们发现结构有限元分析方法的研究和应用已经深入和广泛，结构优化设计的研究和应用虽然比较滞后，但规划法正在探索前进，准则法则在航空结构应用方面已经展开。在1973年中科院一次力学发展的座谈会上，我提出并建议开展结构优化设计的研究。在会后收集出版了20世纪60年代以来结构优化的国际文献选集，包括综述、准则法、规划法和动力优化等方面，还在国内各工程设计单位进行了调研。1977年曾邀请比利时学者来讲学，1978年争取到公派留学名额去丹麦深造，这些行动都起了一定作用，加速了我们追踪的速度。在1978年，国家力学学科发展规划中明确了要发展计算力学之后，工程结

构优化的研究便有组织地开始了。

回忆当时要在传统的结构力学领域中,从结构分析要迈向结构优化设计,这是很大的一步。其有利条件之一是大家有为工程更好服务的动力,二是有了电子计算机这样的工具。三是要优化设计必须先会正确分析,有限元法解决了复杂结构的分析手段,同时非线性数学规划可以作为优化的强大手段。但是困难还是很多,优化要做多次重分析,分析工作量过于庞大就不现实,需要研究合理重分析的方法;由数学家研究出来的数学规划方法种类繁多,各有巧妙,但把这些方法直接应用到工程结构优化中来仍需大量的研究工作,因为联系到工程结构的实际,数学模型就比较复杂,其设计变量和约束条件的数量往往超出一般数学规划能处理的范围,特别是约束函数通常是设计变量的非线性隐函数,每次计算都要动用庞大的有限元分析,至于其梯度信息(灵敏度分析)更是困难。所以在最初试用数学规划于几个简单的桁架结构时遭遇不少困难,不免感到事与愿违。

当时也看到国际上在这方面的情况,他们在研究合理的力学近似来克服困难,有不少进展,但是他们编制的软件大都是研究性的,离工程实际应用还有不小的距离。至于航空工程界,则在比较现实的基础上发展和应用各种准则法,理论上虽然不那么严谨,而应用上却比较容易实现。除了最简单直觉的满应力法,还出现了以数学规划中的库-塔克(Kuhn-Tucker)条件为基础,用来处理有变位、频率、失稳临界力等约束的理性准则法。我们那时的工作先是发现了这种理性准则法和序列线性数学规划在数值求解过程中的迭代步是相同的,因此使两种方法得到了统一;接着发现当时求解结构优化最为通用的序列线性规划(SLP)方法收敛慢,有时还不稳定,于是试探了序列二次规划(SQP),就是把目标函数做近似二次化,而约束函数保持线性化,通过迭代,收敛于原非线性规划的数值解。序列二次规划比之序列线性规划,收敛快而稳定。此外还有一个突出的优点,就是每步迭代可以自动删除无效约束,这就避免了在结构优化的过程中要识别有效和无效约束的困难。因此,我们决定采用序列二次规划作为优化手段,可以着手编制可供工程实用的软件了。

我们又决定放弃因回避困难面脱离工程实际的研究性软件的做法,我们要做为工程师们所能接受的设计软件。我们针对杆系结构(主要包括桁架和刚架)的截面尺寸优化编制了取名为 DDDU 的优化设计系统。这软件自 1979 年开始编制,经过十多年不断维护发展,有好几个版本,在航空、航天、机车、拖拉机及各种机械产品的结构优化中得到应用,已为一些设计单位移植。开发像 DDDU 这样一个工程实用性的结构优化软件系统是我们一开始定下的目标。在这工作过程中,需要了解和研究一些实际问题,启发我们去研究有关的理论和方法上的问题,下面列举一些做过的问题。

- 对结构优化模型合理性的探索——通过受弯薄板的优化数学模型的合理性研究,导致用微观结构扩大设计空间的概念,为高层次的结构拓扑优化开辟了道路。
- 结构反应灵敏度分析的研究——半解析灵敏度分析法为优化计算提供一个重要支柱。
- 按设计规范的约束进行优化——这类优化问题不需要灵敏度分析,只需用结构分析建立零阶近似模型,但约束为高度非线性和变量不可分离的函数,研究了用几何规划算法做优化。
- 几种有效的数学规划的研究——用最大熵准则推导出凝聚函数的优化算法,不可微极大极小问题转化为可微函数的无约束优化的算法,高效率的罚函数算法和内点算法。
- 结构优化的并行算法的研究——改变了优化传统的串行求解,可熔结构分析和优化为一体。

• 离散变量的结构优化的研究——这类问题具有不可微分性，非凸性和可行点的离散性等诸多困难，针对具体问题研究了有效的算法。

• 动力优化准则法的研究——提出 α-β 双因子算法，用于具有频率禁区的结构优化设计。

• 优化的曲线寻优方法——改变传统上的直线上寻优，曲线寻优可以提高优化效率。

在以上的工作中，这里对第一项"结构优化模型合理性研究"略予展开。

1981 年，程耿东在研究受弯薄板优化设计时，发现用传统的以薄板厚度 $h(x,y)$ 为设计变量，则只能得出具有奇异特性的局部最优解，不存在全局最优解。如果对厚度 $h(x,y)$ 给以上下界限制，则仍然不存在光滑函数的全局解。如果进一步容许 $h(x,y)$ 不光滑，则出现类似肋骨的材料集中，但是其集中的程度与分布却随计算中有限元网格剖分有关，网格越细出现肋骨现象越繁多，总之传统的实心薄板优化的数学模型出现了反常和不稳定。从工程经验的直觉出发，实心薄板上布置一定的肋骨，是提高刚度和强度的有效办法，因此程耿东采用解析方法研究轴对称厚度分布的圆环板。除了给定厚度 $h(r)$ 的上下限之外，还设想板上具有无限密集且无限细的肋骨加强（密度为 $b(r)$），这样扩大了设计空间，居然得出收敛且稳定的优化解。这种密集肋骨可称之为微结构。当密度 $b(r)=1$，该处 $h=h_{max}$；而 $b(r)=0$，则无肋骨；若 $0<b<1$，则采用凝聚化手段布置肋骨(图 1)。

用微结构来扩大设计空间的概念，在国际上引起相当大的反响，使人们可以设想采用具有微观结构的复合材料代替传统材料来优化结构。图 2 是悬臂结构的拓扑优化，所用微结构是带孔洞的单胞，某区域单胞的孔洞大小表示该区材料密度的大小，通过优化，便可得到结构材料的优化布置。高层次的结构优化应该是跨尺度的结构与材料一体化的拓扑优化，本来这是难度很大的问题，但采用微结构的概念之后(图 2)，就完全可以利用成熟的尺寸优化的办法来处理。可以说这个微结构概念有力地推动了当前结构拓扑优化的发展。

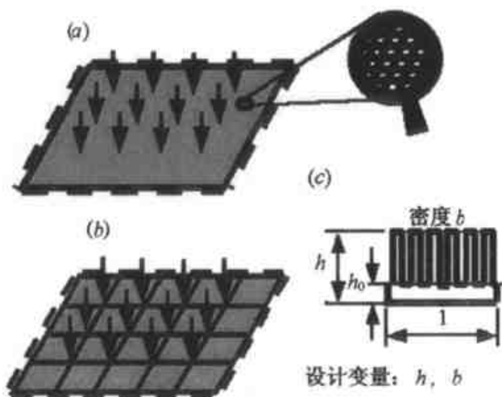


图 1 受弯薄板优化

(a)受弯薄板；(b)带肋优化；(c)单胞。

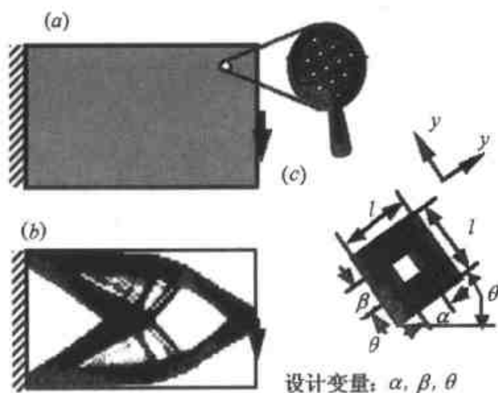


图 2 悬臂结构优化

(a)悬臂结构；(b)材料分布优化分布；(c)单胞。

2 集成化软件 JIFEX

计算机产生了计算力学，计算力学极大地提高了力学为工程服务的能力，它将力学与工程更紧密地联系在一起。但是，服务与联系就得靠相应的软件系统。所以，软件系统的开发是计算力学最重要的工作之一，它既是力学研究和发展的基础，更是力学在工程中应用的工具。

结构优化设计需要综合很多因素,要比结构分析复杂得多,要设计必须先会分析,所以优化设计的软件开发当然要有分析软件的基础。我们从 1970 年起就自行开发大型结构分析通用程序 JIGFEX,在算法、数据管理、结构模型化等方面有自己的特色,其最突出的特点是具有多层子结构功能,这是为了在微机上可以处理大型复杂结构的需要。JIGFEX 有一个简化的版本 DDJ-W 是国内流行较广的实用结构分析软件。我们的结构优化软件就是以 JIGFEX 和 DDJ-W 作为分析子系统的。

上文提到的第一个优化设计软件 DDDU 的优化对象主要是杆系结构。为了进一步发展结构的形状优化功能,并扩充结构模型化、分析和优化功能,我们从 1986 年开始研制计算机辅助结构优化设计软件 MCADS。接着在 1991 年将优化软件 MCADS 和分析软件 JIGFEX、DDJ-W 一起开发为集成化的有限元分析和优化设计系统 JIFEX。这个集成化软件 JIFEX 的功能与特点如下。

(1)Windows9X/NT 环境、自主版权。

(2)前处理系统:自动生成有限元网格与数据。

(3)后处理系统:有限元模型及结果的图形显示、打印与图文编辑等。

(4)结构分析功能:静力、动力、稳定、热传导、接触、弹塑性等。

(5)优化设计功能:

• 结构尺寸优化设计、结构边界形状优化设计、布局优化设计、复合材料结构铺层优化等(按设计变量分类)。

• 结构的重量优化设计、结构的强度和刚度优化设计、结构固有振动频率优化设计、结构振动响应优化设计、结构稳定性优化设计、结构的温度场优化以及与热应力耦合优化设计,多种目标优化设计等(按优化目标和约束条件分类)。

这个 JIFEX 在奔腾微机上具有大规模工程结构的分析与优化能力,适用于各种工业装备和机电产品的强度、刚度、稳定性、动力响应、热传导、三维多体接触、弹塑性等力学性能分析和结构性能优化设计。其应用范围覆盖了机械、车辆、土木、建筑、航空、航天、水利、电力、石化等领域。

JIFEX 系统已作为软件产品转让,在一批工程结构的分析和设计中发挥了有益的作用。

3 结束语

工程设计本身就包含追求优化的意思。在没有这方面的理论之前,主要靠设计者的灵感和经验。在科学和实践进步到一定的阶段,就产生了优化设计的理论与方法,它属于技术科学的范畴。某些技术科学的发展必定要等待有了所需的数学方法和计算手段以后才能进行。工程结构优化设计理论与应用的发展就是如此。钱学森在《论技术科学》一文中指出,作为一个技术科学工作者,必须经常注意数学和计算方面的发展,要能灵敏地认出对技术科学有用的新数学和新的算法,快速地加以利用。他还指出,实际上技术科学中的数学演算一般要比自然科学多,有时多得成了工作量的主要部分。一件好的技术科学的理论研究,它所用的数学和计算方法必定是最有效的。但是他又告诫说,不能误认为数学是技术科学研究的关键。关键是什么呢? 他说技术科学工作中最主要的一点是对所研究问题的认识。认识包括确定问题的要点在哪里,问题中哪些是主要因素和次要因素,要运用自然科学的理论来了解其机理。在把问题认识清楚以后,下一步就是建立数学模型。模型是根据认识简化问题本质的表达。再下一步

就是数学分析和计算了,这一步工作就是出现在科学报告中的主要部分,但不是技术科学工作中的主要创造部分。它的功用在于通过它才能使我们的理论和事实相比较,考验我们的理论。

我们在计算结构优化的研究中,确实体会到这个对技术科学研究方法的概括,是非常正确,有重要的指导意义。对于工程结构优化这样的应用性很强的学科,注意力往往容易集中在分析与计算方法的工作上,而对问题本质的认识和力学概念的应用常被忽视。在一个不完善甚至不正确的力学数学模型上,繁琐的公式推导和冗长的计算不会提供任何有价值的科学结论。但是,一旦对问题的认识和科学概念上有了突破,方法与应用就会有重大的进展。例如,上面提到的在受弯薄板优化的研究中,认识到问题的症结是设计变量空间的局限性之后,才产生用微结构的概念扩大设计变量空间的路子,在结构优化界引起了一批连续体结构拓扑优化的研究。微结构概念的应用,出乎意料的居然可以使尺寸优化、形状优化和拓扑优化几个层次的优化,在方法上有了统一的求解途径,而且,由于像复合材料之类的确存在着微结构,这路子还可以使材料和结构的优化统一在一个框架中。结构优化的理论和应用从此有了一个新的前景。

有竞争,就需要优化。各行各业都需要优化的理论和方法。我们在钱学森技术科学思想影响下,只是在工程结构优化设计方而做了一些工作,有其局限性,今后应该拓宽研究领域和工程应用的范围。希望得到大家的批评指教。

参考文献

1 钱学森. 论技术科学. 科学通报,1957,4:97~104

2 钱学森. 近代力学的内容和任务. 人民日报,1961.11.10,第5版

3 钱学森. 现代力学. 力学与实践,1979,1:4~9

压电类智能材料与结构的力学分析

余寿文
(清华大学工程力学系,北京 100084)
沈亚鹏
(西安交通大学工程力学系,西安 710049)
匡震邦
(上海交通大学工程力学系,上海 200240)

摘要 压电类材料与结构的力学分析是近年发展起来的力学研究的一个前沿课题。本文综述了近年来作者们所在单位在这一课题中的研究进展。所论的问题涉及以下几个部分:①线性和非线性电磁热弹性多场耦合变分原理;②压电智能板壳结构弯曲、振动和屈曲;③压电智能结构振动主动控制;④损伤、动态响应与微观力学机理。文末对这一课题研究进展作一简要展望。

关键词 智能结构,压电材料,变分原理,结构主动控制,损伤与动态响应

引 言

自1880年Curie夫妇首次发现压电效应以来,压电材料得到了越来越多的关注。尤其20世纪40年代钛酸钡陶瓷的发现,使得压电材料逐渐进入应用阶段,这促进了压电体与铁电体相变效应的研究,并为其作为一类新型功能材料奠定了基础。目前,压电晶体和陶瓷、柔性压电材料是压电材料与器件发展的两类主要材料。它们已广泛应用于智能材料与结构、超声探测、声呐以及电子技术与工程方面,用于传感器、制动器等。除民用中广泛使用的压电传感器外,在声呐、导弹制导的承受动载冲击的压电类传感器等方面存在迫切的研究需求。

本文针对压电类智能材料与结构,从力学的角度出发,就作者们的研究范围,讨论电磁热弹性多场耦合的变分原理;三维压电介质电弹性耦合方程的通解;压电智能板壳结构弯曲、振动和屈曲问题的解析解;压电智能结构振动的主动控制和压电体损伤、断裂与疲劳破坏的宏-细观力学等方面的问题。

1 压电类智能结构分析

压电类智能结构的分析涉及电学、热力学、材料学和力学等多学科的交叉。近年来,在线性和非线性电磁热弹性多场耦合的变分原理、基本方程的通解、压电智能板壳结构的精确三维分析、振动的主动控制等方面取得显著进展。

1.1 线性和非线性电磁热弹性多场耦合的变分原理

变分原理研究的深化和拓展为压电类智能结构的力学分析提供坚实的理论基础和有力的

计算工具。Wang 和 Shen[1~3]在已有工作的基础上,系统综合和列出静动态下电磁热弹性场中的势能原理、余能原理、Hu-Washizu 广义变分原理和 Hellinger-Reissner 广义变分原理,这些原理的一个最直接的应用就是建立各种形式的电磁热弹性介质的有限元法;同时系统地建立了静动态下热释电弹性介质的互等功原理及各类 Somigliana 方程。这些方程就是热释电弹性体边界元法的基本方程;此外还建立电磁弹性介质的守恒定律和各类路径无关积分,这些积分可用于压电断裂的力学分析。

Chen 等[4]从非线性连续介质力学的基本理论出发,给出具有 Lagrange 旋转不变性的电磁热弹性介质的非线性方程。导出热压电介质几种非线性率型变分方程,由率型变分方程得到四种增量变分方程。它们是建立压电介质非线性有限元方程的基础,也可用于推导其他简化理论。Qi[5],Fang 等[6,7]利用有限元方法详细研究了不同电边界条件对裂纹扩展的影响。

1.2 三维压电介质电弹性耦合方程的通解

压电介质的力学分析归结为求解一组电弹性耦合的方程组。求得该方程组的通解,即可得到一系列压电介质断裂、弯曲和振动问题的解析解。Wang 和 Zheng[8]建立了压电陶瓷材料一般三维问题的势函数通解,随后给出热释电介质三维问题的势函数 $\psi_i(i = 1,2,3,4)$ 通解。

Ding 等[9]引入两个位移函数 ψ 和 F,也导得横观各向同性压电介质的电弹性耦合方程组的通解。由于解比较简单,因此成为求解压电介质静动态问题的一个有力工具。

1.3 压电智能板壳结构弯曲、振动和屈曲问题的解析解

虽然三维理论能清楚揭示压电智能结构的电-力特性,但由于数学和力学分析的复杂性,迄今绝大多数研究智能结构传感和作动机理以及结构响应的工作都是采用不同变形假设的梁、板、壳等近似模型。压电层合板等三维精确解已有多位学者研究。

与压电层合板相比,压电层合壳体三维精确解的研究较少。Chen 和 Shen[10~12]从严格的三维电弹性理论出发,运用幂级数和幂级数与 Fourier 变换相结合的方法求得压电层合正交各向异性圆柱壳柱形弯曲、热压电圆柱壳体轴对称弯曲和有限长正交各向异性压电圆柱壳自由振动等问题的精确解。Chen 和 Shen[13]还从三维弹性理论出发,求得压电圆柱壳体在外载和电场作用下的线性屈曲解,发现压电效应对屈曲临界载荷有显著影响。Ding 等[14,15]采用位移分解法对压电圆柱壳的非轴对称自由振动进行精确分析。

1.4 压电智能结构的主动控制

振动主动控制是压电智能结构工程应用中的一个重要方面。在众多的优化控制方法中,采用模态传感器和模态驱动器的独立模态空间控制法对特定模态具有良好的可观性和可控性,因而能实现模态的优化控制。

Chen 和 Shen[16]采用传感器增益的设计代替 Lee 等对传感器形状设计的方法,通过一组增益线性算式的简单运算确定特定的一个或一组模态可观和可控,使复杂结构的模态控制得以实现。姚军等[17]同样采用调整传感器和驱动器的增益使得特定模态的阻尼比增大,达到独立控制模态的作用。

2 压电介质的损伤、动态响应和细观破坏力学问题

2.1 含微裂纹与微孔洞损伤与压电介质热-力-电等效性质的研究

以往对压电介质及复合材料的等效性质的研究皆是针对无损材料进行的。而压电材料及压电复合材料在加工工艺与服役过程中不可避免地会出现损伤,从而影响其功能和可靠性。

文献[18]与[19]分别用各向异性体压电弹性理论与复变函数方法，求得了微裂纹与各种不同复杂形状的微孔洞的解。前者针对脆性压电材料，后者针对柔性压电材料。基于这些基本解，作者用力-热-电耦合场的细观力学方法，求得了等效力学参量(如弹性系数 E_{ij})、热学参量(如热膨胀系数与热传导系数)和耦合参数(如电-弹系数与介电系数)随描述损伤程度的微裂纹密度参数 ϵ 和微孔洞面积百分比参数 ν 的关联。文献[20]，[21]用细观力学方法分别研究了层合智能复合材料力、热、电、磁耦合的等效性能及压电薄膜的厚度依赖的介电及压电特性。

2.2 压电介质在机械-电冲击载荷作用下动态响应的研究

在工程结构中的压电材料与器件，容易受到外界动态载荷的冲击，同时，很多压电器件的功能即在于传输表面波等动态信号。以往的研究工作比较注意在调和时间载荷下的动态响应。而对一类国防与民用中重要的压电材料器件，其冲击载荷的响应是一个非常重要的问题，但未有研究者对此进行系统研究。压电介质的动态响应是一个力场与电场耦合的动态力学问题。求得了一类动态裂纹问题的解，主要包括：①文献[22]处理了无限与半无限裂纹几何情形，在力-电冲击下的应力强度因子与电位移强度因子，求得了问题的封闭。文献[23]研究了含有界面的情形，比较仔细地考虑了界面的电边界条件。②文献[24]和[25]分别研究了两种在实际中重要的裂纹几何构形，即有限厚(宽)的板条中存在裂纹和两个共线裂纹的动态响应相互干涉的问题，前一个问题采用积分方程解；共线裂纹问题，将混合边值问题归结为 Cauchy 型奇异积分方程问题，在 Laplace 域内求得裂纹间距与裂纹长度比对动态响应的影响。③文献[26]，[27]研究了扩展裂纹的动态响应，此处对含 Griffith 裂纹的 Yoffe 裂纹动态扩展问题求得了其动态响应的封闭解答。文献[26]研究的是同一材料中的 Yoffe 裂纹扩展问题。文献[27]研究的是存在双材料界面上裂纹的扩展问题。另外，文献[28]还研究了含裂纹压电介质的反平面振动问题，发现其动态响应比激励落后了一个与波数相关的相角。④文献[25]，[29]，[30]还应用 Fourier 积分变换与 Laplace 变换处理了含与板条边缘垂直的中心裂纹的压电介质条形域在力-电联合冲击作用下的动态断裂问题。⑤含中心裂纹的有限厚度的压电介质的条形域，在面内的机械载荷与电载荷冲击作用下的平面Ⅰ型瞬态响应。文献[30]使用积分变换并引入位错密度函数将边值问题转化为第一类奇异积分方程。通过数值求解分析了力-电冲击组合(通过无量纲参数 λ 表示)，裂纹长与板条宽度之比 c/h 因素对动应力强度因子、动态电位移强度因子及动态能量释放率的影响。结果表明，对于Ⅰ型平面问题，压电材料的机-电动态耦合行为较之Ⅲ型反平面问题表现出更强的耦合作用。动态能量释放率是分析动态响应和失效行为的一个重要的主导参数。⑥含夹杂脱粘压电介质的波散射的远、近场的研究。文献[30]和[31]研究了压电介质中，夹杂与基体局部脱粘产生的弧形裂纹对入射 SH 波的散射问题。采用波函数展开法与奇异积分方程解法，针对不同的脱粘长度、不同的 SH 波入射角度以及不同的材料对(压电/环氧、压电材料 1/压电材料 2)的匹配情况，获得了问题的近场解与远场解，得到了明显的近场低频共振现象。对于压电材料的散射截面的远场解，求得的散射截面表明相对较大的共振峰值集中于高频段。

2.3 压电材料裂纹尖端奇异性的研究

关于界面裂纹尖端场在内的压电裂纹尖端的奇异性，文献[18]和[32]基于 Stroh 各向异性弹性场的理论，研究了压电介质的裂尖奇异性，有以下两项新的结果：①发现在不可导通边界条件下，非齐次方程组的行列式存在四个重根情形，对同一材料可得到附加的对数奇异场，即应力奇异场存在 4 种情况，即 $r^{-1/2}$和 $r^{-1/2}\ln^i r(i=1,2,3)$。对于界面裂纹，在某些情形下，ϵ 可能趋近于零，此时 $r^{-1/2}$奇异场占优，但仍存在可能导致对数奇异场的情形。其裂尖温度

场仍然是 $r^{-1/2}$ 奇异场。研究表明不论是存在均质裂纹或界面裂纹的热压电介质,裂尖的应力与电奇异性可能对不同的材料参数而存在变化。②文献[29]研究了压电介质双材料存在一以任意角度 α 斜交并终止于界面的裂纹问题。利用推广了的 Stroh 理论框架和轴共轭的概念,将问题转换为非齐次的 Hilbert 问题,从而求得了其显式解。计算结果表明:力-电参量的裂尖场的奇异性阶次强烈决定于裂纹相对于界面的倾角。申胜平、匡震邦等[33~36]求得了热释电材料弹性界面裂纹的闭合解,得到温度、热流、位移、电势和电位移的全场解和裂纹开位移及电势差的精确表达式,讨论了点热源与界面裂纹的作用。文献[49]的研究表明在远场均匀热流作用下椭圆柱夹杂内部的电场和应力场是坐标 x 和 y 的一个线性函数。文献[50]最近解析求解了压电介质中的双圆柱夹杂问题。其结果清楚地显示当夹杂体较稠密分布时,夹杂间的相互作用是不容被忽略的。文献[51,52]最近基于 8 维 Stroh 公式求解了各向异性压电介质中几个典型的混合边值问题。发现必须用 8 个奇异性描述界面的奇异性结构,并且获得了该奇异性的显式解答。

3 压电/铁电介质的细观破坏力学的几个问题

裂纹尖端的畴变,是压电/铁电材料变形的一项重要的微观机制,在电载荷作用下,近缺陷与电极处会产生断裂和疲劳裂纹。可靠性与这些衰坏机制是紧密相关的。电致断裂的原因是由于非协调的畴变引起的应力集中。文献[37]研究了铁电陶瓷畴变的极化机制。由于畴变区在未发生畴变的介质约束下,改变了应力分布。文献[38]用实验的方法在显微的尺度,观察到了电疲劳引起的畴变。由于在裂纹尖端附近的高的局部电场分布,影响到畴壁的取向。可以用 Eshelby 夹杂的方法对其作出估计。

极化铁电/压电材料的断裂韧度随着极化方向的变化,是一个众多研究者关注的问题。沿不同的极化方向,可以观察到断裂韧度的各向异性。文献[39]给出了一个基于小范围畴变的理论解释。不同方向的极化影响的实验分析见文献[40]。

在交变电场作用下,铁电体的疲劳裂纹扩展是这类材料失效的一个重要原因。文献[41]实验观察了方波波形情况下的电致疲劳裂纹扩展。文献[42]用小范围畴变的理论给出了这一电致裂纹扩展的力学估计。如果将方波波形改为正弦波波形,疲劳裂纹的扩展速率将降低两个量级。文献[42]的力学模型可以修改以适应任意波形情况下的预计。而不作任何参数拟合,可以将其预计值与疲劳裂纹扩展的数据相比较。这将引起电致铁电/压电材料疲劳裂纹扩展的进一步研究。

Fang 等[43]的疲劳试验研究中区分了两类机制:在低电场载荷下,主要是微裂纹的形核核扩展;在高电场载荷下,主要是宏观裂纹的扩展。

4 结束语

由于篇幅的限制,本文未能对相关的国内外研究作全面的评述。但本文作者在文献[44]和文献[45]曾分别对智能结构的力学性能和压电材料的断裂力学作了评价。专著[46],[47]及新近文献[48]作了较全面的总结。读者们可以参阅上述的文章。

尽管压电材料与结构的力学已经取得了大量的研究成果,但仍处于发展阶段,许多问题至今仍不清楚。为满足智能材料与结构的工程应用要求,力学工作者仍有许多工作要做。诸如:

(1) 开展微尺度条件下多场强耦合本构行为与分析方法的研究。

(2) 智能材料与结构设计的软件包数据库。

(3) 耦合场作用下的智能结构与材料的失效分析与可靠性保证。

(4) 开展压电材料的变形与断裂的实验研究,揭示其物理与力学过程。

这是一方正在耕耘开拓的学术园地,值得力学工作者投身参与。

参 考 文 献

1 Wang XM, Shen YP. The variational piezoelectric media. Acta Mechanica Solida Sinica, 1995, 8(4): 303~313

2 王晓明,沈亚鹏. 关于线性热释电性介质互等功定理及应用. 力学学报, 1996, 28(2): 244~250

3 Wang XM, Shen YP. The conservation laws and path-independent integrals for electro-magneto-elastic media with an application. Int J Solids Structures, 1996, 33(6): 865~878

4 Chen CQ, Shen YP, Tian XG. Variational principles of nonlinear piezothermoelastic media. Acta Mechanica Solida Sinaca, 1998, 11(1): 13~27

5 Qi H, Fang DN, Yao ZH. FEM analysis of electro-mechanical coupling effect of piezoelectric materials. Computational Materials Science, 1997, 8: 283~290

6 Fang DN, Qi H, Yao ZH. Numerical analysis of crack propagation in piezoelectric ceramics. Fatigue Frac Eng Mater Struc, 1998, 21: 1371~1380

7 Qi H, Fang DN, Yao ZH Analysis of electric boundary condition effect on crack propagation in piezoelectric ceramics, Acta Mechanica Sinica, 2001, 17(1): 59~70

8 Wang ZK, Zheng BL. The general solution of three-dimensional problems in piezoelectric media. Int J Solids Structures, 1995, 32(1): 105~115

9 Ding HJ, Chen B, Liang J. General solution for coupled equations for piezoelectric media. Int J Solids Structures, 1996, 33(16): 2283~2298

10 Chen CQ, Shen YP, Wang XM. Exact solution of orthotropic cylindrical shell with piezoelectric layers under cylindrical bending. Int J Solids Structures, 1996, 33(30): 4481~4491

11 Chen CQ, Shen YP. Piezothermoelasticity analysis for circular cylindrical shell under the state of axisymmetric deformation. Int J Engineering Science, 1996, 34(17): 87~93

12 Chen CQ, Shen YP. Three dimensional analysis for the free vibration of finitely long orthotropic cylindrical shell. ASME J Vibration and Acoustic, 1998, 120(1): 194~198

13 Chen CQ, Shen YP. Stability analysis of piezoelectric circular cylindrical shell. ASME J Applied Mechanics, 1997, 64(4): 847~852

14 Ding HJ, Guo YM, Yang QD, et al. Free vibrations of piezoelectric cylindrical shells. Acta Mechanica Solida Sinica, 1997, 10: 48~55

15 Ding HJ, Chen WQ, Guo YM, et al. Free vibrations of piezoelectric cylindrical shells filled with compressible fluid. Int J Solids Structures, 1997, 34: 2025~2034

16 Chen CQ, Shen YP. Optimal control of active structures with piezoelectric model sensors and actuators. Smart materials and Structures, 1997, 6: 403~409

17 姚军,李岳峰,刘娟. 压电薄板的建模和阻尼的准独立模态控制. 航空学报, 2000, 21(2): 159~163

18 Yu SW, Qin QH. Damage analysis of thermopiezoelectric properties: Part I-Crack tip singularities. Theoretical and Applied Fracture Mechanics, 1996, 25: 263~277

19 Qin QH, Mai YW, Yu SW. Some problems in plane thermopiezoelectric materials with holes Int J Solids Structures, 1999, 36(3): 427~439

20 Chen ZR, Yu SW, Lu M, et al. Micromechanics predictions of the effective magnetoelectroelastic properties of layered smart media. Composite Structures(in press).

21 Chen ZR, Yu SW, Feng XQ, et al. Model for thickness-dependent dielectric and piezoelectric properties of piezoelectric thin films(to be submitted).

22 Chen ZT, Yu SW. A semi-infinite crack under anti-plane mechanical impact in piezoelectric materials. Int J Fract, 1998, 88(3): L53～L56

23 Chen ZT, Yu SW, Karihaloo BL. Anti-plane shear problem for a crack between two dissimilar piezoelectric materials. Int J Fracture, 1997, 86(2): L9～L12

24 Yu SW, Chen ZT. Transient response of cracked infinite piezoelectric strip under anti-plane impact. Fatigue Frac Eng Mater Struc, 1998, 21: 1381～1388

25 Wang XY, Yu SW. Transient response of a crack in piezoelectric strip subjected to the mechanical and electrical impact: mode III problem. Int J Solids Structures, 2000, 37(40): 5795～5808

26 Chen ZT, Yu SW. Anti-plane Yoffe crack problem in piezoelectric materials. Int J Fracture, 1997, 84(3): L41～L45

27 Chen ZT, Karihaloo BL, Yu SW. A griffith crack moving along the interface of dissimilar piezoelectric materials. Int J Fracture, 1999, 91(2): 197～203

28 Chen ZT, Yu SW. Antiplane vibration of cracked piezoelectric materials. Mechanics Research Communications, 1998, 25(3): 321～327

29 Qin QH, Yu SW. An Arbitrarily-oriented plane crack terminating at the interface between dissimilar piezoelectric materials. Int J Solids Structures, 1997, 34(5): 581～590

30 Yu SW, Wang XY. Impact and wave scattering response of a cracked piezoelectric medium. In: Sih GC eds. Mesomechanics 2000. Beijing: Tsinghua Univ Press, 2000, Vol. II: 975～980

31 Wang XY, Yu SW. Scattering of SH waves by an arc-shaped crack between a cylindrical piezoelectric inclusion and matrix II: Far fields. Int J Fracture, 1999, 100: L35～40

32 Qin QH, Yu SW. Logarithmic singularity at crack tips in piezoelectric media. Chinese Sci Bulletin, 1996, 41(7): 563～566

33 申胜平,匡震邦. 热释电材料问题的通解与界面裂纹. 固体力学学报, 1995, 16(4): 283～293

34 Shen S, Kuang ZB. Interface crack in bi-piezothermoelastic media and the interaction with a point heat source. Int J Solids Structures, 1998, 35: 3899～3915

35 Shen S, Kuang ZB, Hu S. Interface crack problems of a laminated piezoelectric plate. Eur J Mech A/Solids, 1999, 18: 219～238

36 Shen S, Kuang ZB, Hu S. On interface crack in laminated anisotropic medium. Int J Solids Structures, 1999, 36: 4251～4268

37 Yang W, Zhu T. Switch toughning of ferroelectrics gauged by electronic fields. J Mech Phys Solids, 1998, 46: 291～311

38 Fang F, Yang W, Zhu T. Crack tip 90°switching in tetragonal lanthanum-modified lead zirconia titanate under an electric field. Journal of Materials Research, 1999, 14(7): 2940～2944

39 Yang W, Fang F, Tao M. Critical role of domain switching on the fracture toughness of poled ferroelectrics. Int J Solids Structures, 2001(in press).

40 Fang F, Yang W. Poling enchanced fracture resistance of lead zirconate titanate ferroelectric ceramics. Material Letters, 2000, 46: 131～135

41 Zhu T, Fang F, Yang W. Fatigue crack growth in ferroelectric ceramics below the coercive field. Journal of Materials Science Letters, 1999, 18: 1025～1027

42 Zhu T, Yang W. Fatigue crack growth in ferroelectrics driven by cyclic electric leading. J Mech Phys Solids, 1999, 47: 87

43 Fang DN, Liu B, Hwang KC. Fatigue crack growth in ferroelectric ceramics deriven by cyclic electric field. ICF10, 2001

44 沈亚鹏,王旭. 压电智能结构的结构力学分析进展. 2001

45 陈增涛,余寿文. 压电介质损伤、断裂力学研究的现状. 力学进展, 1999, 29(2): 187～196

46 Qin QH. Fracture Mechanics of Piezoelectric Materials. WIT Press, 2001

47 Yang W. Mechatronic Reliability. Beijing: Tsinghua University Press, 2001

48 Fang DN, Soh AK, Liu JX. Advances in studies of electromechanical deformation and fracture of piezoelectric/ferroelectric materials. Acta Mech Sinica, 2001, 17(3): 193～213

49 Wang X, Shen YP. A solution of the elliptic piezoelectric inclusion problem under uniform heat flux. Int J Solids Structures, 2001, 38: 2503～2516

50 Wang X, Shen YP. On double circular inclusion problem in anti-plane piezoelectricity. Int J Solids Structures, 2001, 38: 4439 ~4461

51 Wang X, Shen YP. Analysis of a partially debonded conducting rigid elliptical inclusion in a piezoelectric matrix. Applied Mathematics and Mechanics, 2001, 22: 35~52

52 Wang X, Shen YP. Exact solution for mixed-boundary value problems at anisotropic piezoelectric bimaterial interface and unification of various interface defects. To appear in Int J Solids Structures, 2000

一般力学(动力学、振动与控制)研究动态与发展趋势①

黄文虎　胡超

(哈尔滨工业大学,哈尔滨　150001)

摘要　论述了一般力学(动力学、振动与控制)在现代科学技术发展中所处的地位与作用,指出了近代一般力学正呈现出强大的生命力,同时工程实际也向本学科提出了许多新的问题与要求。本文对我国当前一般力学学科发展与研究对象提出了我们的看法,其中包括:非线性动力学、运动稳定性、多体系统动力学、近代分析力学,以及生产实际中以振动为中心的迫切需要解决的应用力学问题等。

关键词　一般力学,动力学、振动与控制,非线性动力学,运动稳定性,多体系统动力学,分析力学

1　一般力学在现代科学技术发展中的地位及任务

1.1　一般力学的研究范围及学科发展概况

一般力学、固体力学和流体力学是力学的三大分支。一般力学研究牛顿力学的一般原理和一切宏观离散系统的力学现象,其中还包括某些与工程技术有关的新兴研究方向,如动力学、振动与控制,运动稳定性,非线性动力学,如分叉、混沌、突变和孤立波等问题[1,2]。不少连续介质力学问题可以经过离散化而变成有限自由度系统的问题来分析求解,因而一般力学中的原则和方法也往往适用于连续介质力学的问题。我国一般力学的研究内容侧重于"动力学、振动与控制",它是当前国际理论与应用力学界非常活跃的研究领域之一[1]。

一般力学是一门古典的学科。随着现代科技的发展和社会经济生产活动提出的需求,近代一般力学的研究范围已有了很大的发展和拓宽。除了继续研究力学基本原理以及动力学一般理论外,近代一般力学的研究对象可分为三个层次:

(1) 有限自由度离散系统的动力学、振动与控制。

(2) 复杂多体系统,即包含多刚体,多柔体,带充液腔的多体耦合系统动力学、振动与控制。

(3) 复杂大系统动力学,即包含有机械—电磁—计算机控制与智能以至包含生物体的大系统的研究。复杂大系统是由对自然对象的天体,生物体等到工程对象,如机械、车辆、机器人、航海器、航空器,航天器等抽象而来,其特点是多学科的交叉和各分系统间的强耦合和强非线性,其系统动力学行为非常复杂。复杂大系统的动力学、振动与控制是一般力学的一个重要

① 国家重大基础研究规划项目(G1998020312)与国家自然科学基金重大项目(19990510)资助。

研究方向。

一般力学的研究方法是,以力学原理为基础,在一定的力学抽象下,建立理论的、数值的或实验的力学模型。应用数学理论与方法、计算机数值模拟、实验技术以及虚拟实验与设计等手段,来研究力学系统的规律性。在理论分析方面,应该充分利用现代数学的理论、分析与计算方法。在仿真方面(包括数值模拟与半数值和半物理模拟),要解决系统建模理论、参数辨识,动力学分折和模拟,控制的分析和综合等问题。

一般力学是一门基础性学科,同时又具有很强的工程实际应用背景。回顾历史,一般力学在近代科技发展中占有重要的地位。从科学发展的历史来看,一般力学可以说是近代力学和近代科学技术的始祖。自从18世纪建立牛顿力学,以及其后Lagrange, Hamilton等人建立分析力学以来,一般力学在科学技术发展中曾有过一段辉煌的历史。一般力学最早来源于天体力学方面的研究,当时主要指分析力学,它对物理学、数学的发展都起到过巨大的推动作用。其后自产业革命以来,在工业技术的发展中,力学曾大显身手,特别自20世纪中叶以来,近代力学的基础性、探索性的超前研究曾对当代产业,例如航空、航天工业的发展起到过主导的作用,空气动力学,固体力学等取得的成就令人惊叹;现代新兴学科,诸如生物力学、跨层次力学、非平衡态力学等学科的进展也引人注目。相形之下,一般力学似乎显得有些黯然失色。一般力学学科究竟应如何发展,它在当代科学发展中究竟处何地位,一般力学将如何重振雄风,这些都是需我们深人探索与研究的课题。

1.2 近代一般力学呈现出旺盛的活力

学科发展的动力,一是由于学科自身发展规律的推动,二是由于工程实际和科学技术发展需求的牵引。在这两方面推动下,近代一般力学正面临着一个蓬勃发展的时期,呈现出旺盛的生命活力。

以一般力学的基础——分析力学而言,19世纪以来经典分析力学已日臻完善。然而近三十年来,分析力学的研究和发展已发生了显著的改观。促进这种变化的主要原因有两个,一个是现代数学的发展,广泛采用微分几何方法描述,用同调论、纤维丛、Hamilton列式等,来描述力学中、物理学中最本质的关系,如协变性、奇异性、对称性等,例如规范场论,其中也包括近代力学;另一个因素是整体微分几何的发展,使得现代物理与力学的大范围分析与描述可以得心应手,物理与力学研究对象的整体性描述方面取得了突破。现代数学即流形理论的应用,使得近代连续介质力学的描述、分析力学的研究、非线性力学等问题的研究又焕发了青春。

非线性动力学是最近20~30年来取得突破性发展的一个极为活跃的领域。19世纪末法国力学家Poincare首先从几何和拓扑学观点,对天体力学中的若干问题进行了定性研究。他的工作和思想对非线性动力学的发展有着深远的影响。20世纪60年代以来,随着近代科学技术的迅速发展,许多非线性力学问题亟待解决。计算机技术的发展和求解大规模问题的有效算法,使得人们对非线性问题进行了大量的分析和数值模拟,揭示了极其丰富的非线性动力学现象。确定性非线性动力学系统的混沌运动的发现,使得人们对非线性动力学系统的长期演化行为的认识,进人到一个前所未知的世界。研究结果表明,非线性动力学体系具有异常丰富的内涵,而混沌的研究把经典力学体系的动力学推进到一个新阶段。这一巨大的成就,是关于动力学理论具有基本意义的突破性进展。它对自然科学和工程技术各种非线性领域的研究具有启发性和方法论的普遍意义。当今非线性动力学的研究,无论从广度到深度,都以空前的速度向前发展,成为近代一般力学学科的重要分支。

运动稳定性是一般力学研究的重要分支,它是由俄国数学家Lyapunov所开创的。其后,

由于控制理论研究的推动获得了极大的发展。现今其触角已深入到工程技术、自然科学,以及社会、经济、生态、管理等诸多领域。它的理论和方法,可以说已成为耗散结构论、协同论、突变论等横断学科的理论基础。在力学和控制领域,非线性系统的稳定性理论获得了长足的发展,尤其是分叉和混沌的研究更促进了对稳定性的深入研究。诸如由刚体—柔性体—液体等组成的复杂系统,以及由分散控制的子系统耦合组成的大系统的稳定性理论,是当前十分活跃的课题。不确定系统的鲁棒稳定性问题更是当前最活跃的前沿研究领域。

在空间飞行器和机器人等当代科技发展的推动下,多体系统动力学的研究获得了长足的发展,并在车辆、飞机等系统动力学与控制及机构等诸多领域得到应用。同时,这些发展又是与当代计算机和计算技术的发展密切相关的。计算机的发展和应用,大大推动了多刚体和多柔性体系统及大型复杂多体系统动力学的研究和发展。

从上面几点极不完全的对一般力学的回顾与展望,可以看出,第一,从一般力学学科自身的发展规律来看,还存在广大的未被认识的世界,有待我们去探索和开发。一个新的发现,例如混沌的发现,往往可以开辟一个崭新的领域。如何把握住这些有长远影响的发展方向是我们当前的一个重要任务。第二,本学科的发展还有赖于当前科学技术的进步,即采用新的数学理论和方法,以及现代计算机技术的强有力手段。要善于敏锐地运用新的数学理论和方法,来提高一般力学分析问题与解决问题的水平。

1.3　工程实际向一般力学提出了广泛的需求

工程实际的需求是学科发展的强大推动力,恩格斯说:“社会上一旦有技术上的需要,则这种需要就会比十所大学更能把科学推向前进”。当前我国处在大发展的时代,大量的工程项目正在建设中,工程的设计,工程问题的分析处理,产品质量的提高,设备的高效运行等,都提出了许多一般力学方面的研究课题。下面就以航天工程和动力机械为例,谈谈工程实际向一般力学提出的广泛需求。

我国的“863”高科技计划和载人航天计划向我国科技工作者提出了许多研究课题。航天技术面对着诸如高速、高温、高压、高真空、深冷、微重力、高过载、高强度等极端状态和环境,要求解决一系列前所未遇的理论与工程技术问题。

航空与航天工程是一个有代表性的领域。设计和研制空天飞机、高超声速客机提出了许多新的力学问题。航天器所承受的载荷主要是复杂的动态载荷,在发射、在轨运行、返回过程中,要对运载火箭各级发动机点火、级间分离,对空间飞行器的变轨、姿态调整、各种附件展开、交会对接、组装、再入大气层及着陆撞击等各阶段的动载荷进行动响应分析。由于航天器构形复杂,因而模态密集,模态试验和分析较困难,例如阻尼值测试分散度大,其中难题之一就是非线性问题。如此复杂的问题都向一般力学提出了更高的要求。

大型复杂系统是我们所面对的航天器和运载火箭的主要特点,航天器和运载火箭一般由多个刚体和柔性体组成,对它的研究推动了多体系统动力学理论和方法的发展。如果考虑到飞行器上带有多个液体贮箱,贮箱壁带有柔性,又在微重力环境下工作,再考虑到太阳能帆板和天线的展开,机械臂的运动,燃料的消耗,液体的晃动,飞轮等控制元件的影响,那么我们面对的将是一个时变的、流—固耦合的、非线性的多柔性体系统,这给一般力学提出了一个又一个复杂的课题。

空间飞行器的轨道设计、变轨控制和姿态控制是很复杂的控制问题,特别是控制系统的稳定性是一个十分突出的问题,历史上曾经有过不少因设计不周而出现失稳或降低性能的实例,向人们提出大量的课题。

以上讲的是航天技术。实际上在工农业生产中也存在着大量的科技问题,迫切需要一般力学来解决。例如机械产品的振动问题、噪声问题、精度问题、可靠性问题等等,是大至大型汽轮发电机组,小至录音机电机,以及汽车、风扇、洗衣机、电冰箱压缩机等日用产品中无处不遇的问题。

以汽轮发电机组为例,可以列举迫切需要深入研究和解决的问题有:各种自激振动问题;转子动平衡问题;叶片及叶片组、轮盘耦合系统的动态优化设计问题,以及失谐叶片模态局部化问题;基础—轴承—转子耦合系统分析;振动的被动控制及主动控制;高速旋转机械振动故障诊断理论与方法研究等。

其他还可列举高层建筑的抗振性能和风载下的变形,大坝失效模式的仿真,地震减灾力学的研究;高速列车的"爬行"问题,列车高速运动时的振动、摩擦、撞击磨损高超声速下的振动噪声控制,车辆、舰船结构的动力学设计;缺陷识别等反问题和可靠性分析;高速汽车的操纵性和稳定性,舰船的航行稳定性,电力设备中的机—电耦合振动,充液管道系统的振动,石油勘探中的地层参数反演方法和井下力学,以及机械制造中的各种振动问题等等,都对一般力学提出了更高的要求。

总之一般力学研究要适应生产实际的发展,面向工程实际,解决生产难题;同时凭借工程实际的推动力,反过来促进一般力学学科自身的向前发展。

2　一般力学研究中的若干重要课题

一般力学包含着丰富的研究内容。从学科发展的规律及趋势来看,其中有的领域在国内外的研究更为活跃,形成了若干学科发展的前沿课题,对它们的研究将影响和带动相关学科的发展。这些课题应该成为21世纪重点研究领域。我们认为,一般力学基础研究的重要课题应为:非线性动力学、复杂多体系统动力学、振动理论和控制理论、运动稳定性理论、近代分析力学以及近代力学基础等。在面向工程实际,适应经济建设的需求方面,则以振动问题最为突出,包括复杂系统的模态分析及实验、随机振动、结构与系统的动力稳定性、振动的主被动控制以及振动分析的各种反问题等。当然,一般力学研究的重要课题远不止此,还有许多有意义和有待研究的课题,此处不一一列举。

2.1　非线性动力学

非线性动力学已从经典的以摄动法、渐近分析的方法研究弱非线性、弱耦合系统的阶段,进入到近代的更深入地研究系统的复杂行为的阶段,其中心的问题是分叉和混沌。分叉不仅揭示了系统的不同运动状态之间的联系和转化,而且与失稳和混沌密切相关。它是研究失稳和混沌产生的机理和条件的重要途径。近年来,国内外学者对此进行了大量的研究,提出了多种研究分叉的理论和方法,如奇异性方法,Poincare-Birkhoff 规范形方法,幂级数法,摄动法,次谐 Melnikov 函数法,后继函数法和 Shilnikov 法等,还有其他方法。当前受到研究者关注的课题有:多参数分叉问题,高阶退化系统的高余维分叉问题,对称性破缺系统的分叉,向量场范式理论,特别是退化范式理论等,都取得了重要的进展。非线性问题将是算法研究的热点。

稳定性的研究不仅要求研究系统的运动稳定性,而且要考虑系统的动力稳定性。特别是要利用非线性动力系统研究中关于 Hopf 分岔现象及奇异性分类的突变理论方面的成果,发展数值方法在多重奇点、多重分支的确定及再分岔的分支追踪等方面,进行分析研究。

混沌是本世纪重要的科学发现之一,近年来对它的研究十分活跃。中国学者在分叉和混

沌领域做了许多有意义的工作,除了参加国外的学术活动外,还在国内召开的几次国际和国内的非线性动力学会议上展示了许多成果。总的说来,一般力学中的许多问题的研究正方兴未艾,远未达到成熟的地步。当前混沌动力学主要在以下几个方面开展研究[3~8]。

(1) 产生混沌的机理和途径

从规则运动通向混沌的道路多种多样,至今人们知道了 4 条典型的通向混沌的道路:倍周期分叉,准周期分叉,间歇过渡(阵发混沌),KAM 环面破裂,还会有其他可能的道路,尚待进一步研究。

(2) 混沌的判据和统计特征

判断或预告混沌出现的方法有多种多样,如数值方法,谱分析方法,利用 Poincare 映射的方法, Lyapunov 指数方法,胞映射法,符号动力系统法等。由于现在人们对混沌尚未取得完全的共识,而且有时用不同方法判断的结论也有差别,有待更广泛的研究。

(3) 奇怪吸引子和吸引域的几何结构

1963 年 Lorenz 发现的奇怪吸引子,以及其他一系列发现,标志着混沌现象研究的开端。吸引子是耗散系统运动相空间的特征。在耗散系统的运动过程中,相体积是收缩的。耗散系统的混沌经常存在分形结构的奇怪吸引子,确定吸引子及其吸引域边界的分维数有助于判断吸引子的"奇怪性"。

(4) 广义 Hamilton 系统理论及应用

采用广义 Poisson 括号直接定义 Hamilton 系统,是一种定义更为广泛的方法。传统的 Hamilton 系统是一种无能量耗散的系统,而广义 Hamilton 系统则无此限制。采用广义 Hamilton 系统,可在研究诸如电力系统、机械系统等及其扰动系统的动力学分析与控制中,获得一些新的结果和认识。

(5) 混沌的控制和应用

混沌现象发现以来,初期的研究集中在混沌现象的实例分析以及研究的理论和方法的建立。近年来混沌的控制和应用引起了广泛的注意,提出了多种方法。这是一个很吸引人的领域,已取得了初步的成果,研究工作正在进一步开展。

非线性动力学有着丰富的研究内容,分叉和混沌是当前研究的主要内容。还有诸如随机系统的分岔和混沌、非线性参数激励振动的复杂动力学行为等一系列需要研究的问题,下面是一些值得加强研究的重要课题。

① 继续对各种动力学系统开展深入的研究,包括力学中的随机系统、参数激励系统、流固耦合振动系统、张弛振动系统、时滞振动系统、碰撞系统以及多自由度多频系统等,以至生态学、生物力学、化学、近代物理学、经济学及社会学中的非线性动力学问题。全面地分析其复杂的动力学行为,特别是分叉、混沌、吸引子和吸引域等,可丰富非线性动力学的理论和方法。

② 现代数学理论与方法的应用.如近代微分几何,光滑映射和流形,Lie 群和 Lie 代数,辛几何等,以及已在发挥和将发挥更大作用的奇异性理论,规范形和群论方法等。

③ 高维和无限维动力学系统的分叉和混沌。

④ 混沌运动和随机运动的辨识。

⑤ 分叉和混沌的控制和应用。

⑥ 分叉和混沌的有效算法和软件研究,以及非线性振动问题的实验研究。

2.2 运动稳定性

力学系统的运动稳定性理论,对线性系统已经比较成熟,如何将其应用于解决工程实际问

题则面临着许多课题。对于非线性系统,其研究难度较大,并且它与分叉、混沌等现象密切相关。对于充液腔体的运动稳定性问题,自从 20 世纪 50 年代 Rumyantsev 用 Lyapunov 函数进行研究以来,已取得很大的进展。我国学者在这方面做了许多工作,王照林等将充液系统视为无限维 Hamilton 系统,应用约化理论得到了系统的 Hamilton 结构,应用广义能量—Casimir 方法分析了充液系统的运动稳定性。最近又出现了能量—动量方法。当前对微重力,大幅晃动动力学与稳定性研究也取得了一定的进展。在多体碰撞振动系统方面,我国学者也取得了一些成果。

在控制系统的输入、输出稳定性方面,当前的热点问题有大系统的稳定性和不确定系统的稳定性等。对规模庞大,结构复杂,功能众多,通常由多个互相耦合的子系统组成的大系统,一般采用分解、集结法。对于系统是渐近稳定的条件下,寻求使大系统稳定的内联项需要满足的条件,可以构造矢量 Lyapunov 函数,或是对于系统的标量 Lyapunov 函数加权求和。大系统的另一控制策略是递阶控制,例如高为炳等的工作,采用了动态协调系统的递阶控制来解决大系统的控制稳定性问题。

不确定系统的鲁棒控制是控制理论的一大发展。任何实际系统都具有无法避免的各种不确定性,因而可以说一个实际系统能够运行的基本条件不是它的稳定性,而是它的鲁棒稳定性。鲁棒稳定性的问题已经有多年的研究,提出了多种方法,如基于系统奇异值的方法,而 H_∞ 的优化设计方法已在工程实际中得到了广泛的应用;1978 年苏联数学家 Kharitonov 发表了关于区间多项式的四顶点定理的论文,1982 年开始引入控制领域,我国学者黄琳等人推广为边界定理,突破了四顶点定理的许多限制,使鲁棒稳定性的研究进一步深入。在运动稳定性研究方面,下面是一些值得研究的重点课题[7~9]。

① 非线性系统的运动稳定性理论。

② 刚—弹—液 - 控制组合的复杂多体系统的运动稳定性理论。

③ 大系统稳定性理论。

④ 不确定系统的鲁棒稳定性理论。

⑤ 分布参数动力系统的稳定性与镇定。

2.3 多体系统动力学

当前多刚体动力学的建模与计算的研究已比较成熟,当多体系统中包含有柔性体或充液腔时,其动力学行为更为复杂化,它的特点是系统构件的分布参数和刚体运动的离散参数之间有着复杂的动力学耦合,这是传统的变形体力学所未涉及的问题。在复杂多体系统动力学的研究中,关节的柔性与非线性效应是特别值得注意的问题;当构件发生大变形运动时,几何非线性也是重要的因素;复杂多体系统的控制也有一系列挑战性的课题。以下的课题值得重点加以研究[10~15]。

① 复杂多体系统动力学的建模方法,以及其动力学建模的程式化方法与计算效率的研究。

② 大变形及大晃动的复杂多体系统动力学,以及变拓扑结构的多体系统动力学与控制的研究。

③ Stiff 方程求解的数值稳定性的研究。

④ 复杂多体系统动力学中的离散化与控制中的模态截断的研究。

⑤ 多体系统动力学在各种实际问题,特别在运动体动力学与控制中的应用;航天工程中火箭的整体振动,星箭耦合动力学问题等。

2.4 近代分析力学

分析力学是一般力学以至整个应用力学的理论基础,是经典物理的基石之一,同时和数学理论的发展紧密相联系。近代分析力学扩展了分析力学的研究范围,对物理学、数学以及整个力学有着重要的科学意义。以下一些课题值得重点加以研究[16,17]。

① 约束是分析力学最为重要的概念之一,对约束的各种情况和各种形式,建立它的力学、数学理论并研究它和系统动力学的关系。

② 基于力学系统的对称性、守恒性、积分流形与不变量理论,研究和发展 Noether 理论、Lie 对称性、Lagrange 对称性理论等,及其在力学系统中的应用。

③ 应用现代数学理论,发展"几何动力学"理论。这种发展有可能为非线性动力学、稳定性理论、计算动力学奠定坚实的力学理论基础。

④ 无限维分布参数系统动力学和其离散化有限维系统动力学之间的关系及其过渡的严格理论。

2.5 振动与波动力学

振动与波是物质运动中的一大类力学现象。结构的振动、固体中的弹性波、气体、液体和固体中的声波,都是最常见的现象,也是在工程和生产中经常大量提出和迫切需要解决的问题。传统的动力学分析,主要研究结构中的驻波,即振动。线性振动理论和方法的研究已经相当成熟,目前大量的工作是去解决生产实际中经常不断出现的具体科技难题,包括:结构动强度;结构振动的被动控制、主动控制和振动控制的逆动力学方法;智能结构中的弹性波、电磁波、振动等问题;类生物智能材料的热波理论与分析,周期性与近周期结构中振动局部化问题等[18~22]。

科技的发展和生产的需求促使人们涉足结构中行波,即弹性波。对于受到冲击载荷或随时间变化的载荷作用下的系统,必须考虑惯性和应力波的效应。弹性波在层状介质中的折射和反射,以及在结构中含缺陷或夹杂时的衍射现象,在地球物理勘探、无损检测、结构抗震和抗冲击设计等方面都有重要应用。

近年来,许多工程领域提出了结构在冲击载荷作用下的动力响应和破坏的问题,叫做"结构的耐撞性"(Structural Crashworthiness)。需要发展描述冲击变形和失效的力学模型和计算方法及软件,建立满足工程要求的结构耐撞性准则,并需要开发和设计各类耐撞材料和结构。

对已服役多年的设备或结构的损伤监控实时测量等力学反问题也是生产实际中提出的迫切需求,研究无损检测的理论和技术,并对老龄结构和工程(如飞机、建筑、桥梁、压力容器)的安全性提供评估和监测方法及规程,还包括基于检测到的信号进行反问题方面的研究。

振动和弹性动力学反问题是介于应用数学和工程力学之间的边缘科学。主要研究分布参数、集总参数系统的辨识,其中包括结构动力学反问题、力-热、力-电动力学反问题等。

下面一些问题是值得注意的问题。

① 结构振动主动、被动控制。

② 动力系统的经典模态控制与现代行波控制。

③ 结构动力学反问题及振动系统的参数识别。

④ 弹性动力学及其反问题;地震波反演及地震波与电磁波联合反演问题。

⑤ 结构在冲击载荷作用下的动力响应和破坏问题。

2.6 多物理场交叉学科问题的研究

学科交叉不仅有利于发展学科并促进源学科的发展,而且对科学、技术的发展起着重要的

推动作用,例如物理力学、地球动力学、生物力学和环境流体力学等。地球运动力学是近代力学与固体地球构造变形研究相结合的重要领域。环境流体力学是研究同人类生存环境及其变迁有关的流动问题的力学分支,也是环境科学的重要组成部分。

目前,一般力学也研究涉及多学科交叉的问题,主要研究一些交叉学科中的动力学问题,如气动弹性力学研究流体与固体结构的耦合振动问题;智能结构研究压电材料、磁致伸缩材料、以及电、磁流变体与结构动力学的耦合作用问题[1,18~22]。

生物力学是力学与生命科学交叉后形成的学科。其中研究在各种动力学环境下,如振动、噪声、应力环境下,动植物组织和细胞的功能和生长,对生物、医学和航天工程具有重要的意义。

2.7 基础力学与力学中的数学方法

一般力学研究的发展,要求它从传统的力学研究领域向新的领域延伸,例如,力学中的基础理论和现代数学方法,涉及到理性力学、广义连续统力学理论等。采用非局部、微极理论,可弥补经典理论的不足,可克服应力的奇异性,解决高频弹性波弥散等问题。

力学基础和力学中的数学方法主要指力学问题的描述格式,如力学研究中的动力系统理论、张量分析、同调论、同伦论和纤维丛理论等,以及目前求解力学问题的有效方法,包括求解力学问题的 Hamilton 列式、求解力学问题的代数化、数学机械化方法等。这里,Hamilton 体系的引入与研究是一个很值得关注的问题。过去,Hamilton 体系只在分析力学中采用,而弹性力学求解体系是一类变量的凑合法。从数学体系上看,一类变量属 Lagrange 体系,然而如果将方程导向 Hamilton 列式,则完全可以用直接法给出解答。对于结构动力学中带有陀螺项、对弹性波传播等问题,可以将其导向 Hamilton 体系,用辛几何方法求解。目前,有许多理论与计算方面的问题需要深入探讨[23~28]。

① 采用辛几何、近世代数理论和吴文俊数学机械化方法,研究构造力学中一些典型方程的解析解的规范途径。

② 采用辛数学,借鉴传统分析力学中的 Hamilton 形式,研究求解力学中分析解的规范形式,该方法可克服经典求解的凑合法的不足,解决一些过去经典凑合法不能解决的问题。

③ 基于力学系统的对称性与不变量理论,研究和发展 Noether 理论、Lie 对称性、Lagrange 对称性理论等,及其在力学系统中的应用。

④ 研究描述力学系统的同调论。采用流形理论、外微分形式、上同调论等来描述力学系统的整体性和对称性,例如 Aldrovandi 等在专著中对微分几何在物理学和力学中的应用作了全面描述。

⑤ 采用现代数学理论,如泛函分析、偏微分算子理论等,研究某些系统力学问题的弱解和奇异性传播。广义连续统力学的研究与发展,如非局部理论、微极理论等。

2.8 以振动为核心的生产中迫切课题的应用基础研究

一般力学(动力学、振动与控制)的研究一方面要按照学科发展的规律,开展基础研究;另一方面也要面向工程实际,参与解决生产实际中的问题,并且从生产实际中提出课题,反过来促进学科的发展。

一般力学面向工程实际,可有几个不同的层次;第一,参与解决生产现场的具体技术问题;第二,参与我国重大工程项目的科技攻关,解决关键科技问题;第三,从总体上参与工程设计的全过程,参与方案论证和方案设计,指导工程设计,使工程满足动力学的要求。为了能做到以上要求,必须开展一般力学的应用基础性的研究。当前我国许多工程项目和产品的设计,正面

临着从静态设计向动态设计的转变，因此工程实际中提出的迫切课题有许多是属于与振动有关的问题。可以对下面这些课题结合工程实际的背景开展应用基础研究[23~28]。

(1) 复杂结构的振动模态分析及试验技术

包括：复杂结构的建模及振动分析；振动参数识别的频域方法和时域方法及结构修改技术；结构的动态优化设计；复杂结构的振动分析软件；复杂结构振动的试验技术等。

(2) 随机振动

包括：非线性随机振动分析方法；非平稳随机响应分析；随机系统的稳定性与分叉；随机参数系统的振动分析；随机有限元与随机边界元；随机振动系统的可靠性分析。

(3) 自激振动

各种自激振动的研究，如：轴系油膜振荡及气流振荡，压气机喘振，机翼颤振，火箭 POGO 振动，汽车前轮摆振，输电线晃动，结构动力失稳等。

(4) 各种耦合振动问题

工程结构往往工作和运行在各种流体介质之中，从而在工程中形成各种流-固耦合问题：诸如水轮机叶片与水流的相互作用的流-固耦合问题；舰船与波浪相互作用的耦合问题；航空工程中机翼的颤振、油箱内燃油晃动的流-固耦合问题；与控制系统耦合的固-液-控制系统的液体晃动；机械-电磁耦合系统的振动；气动-热弹性-控制耦合问题等。

3 对我国当前一般力学研究的几点看法

3.1 我国当前一般力学的发展具有广泛的需求

一般力学是当前国际理论与应用力学界非常活跃的研究领域之一。随着近代数学和计算手段的高速发展，人们对一般力学所研究的现象和规律，以及所利用的方法和手段都有了很大的扩展，开拓了新的领域，提到了新的高度，同时也展示了广大的未被认识的研究内容，有待开拓和发展。

随着现代科技的发展和社会经济生产活动提出的需求，我国在工农业生产中，存在大量的科技问题，迫切需要一般力学来解决。一般力学研究要适应生产实际的迫切需求，同时凭借工程实际的推动力，反过来促进一般力学学科本身的向前发展.

3.2 我国一般力学的发展战略和趋势

一般力学作为一门重要的基础性学科和在现代工程建设中有重要影响的应用基础性学科，在我国有较好的基础：拥有一支较强的科技队伍，在非线性振动和非线性动力学理论、复杂多体系统动力学、运动稳定性理论、分析力学以及振动理论及其工程应用等许多方面，都已做出了有价值的成果，有的在国际上有一定的影响。因此，一般力学是应该也是可以得到优先发展的重点学科之一。

发展目标是：第一，非线性动力学理论是当今最活跃的科学前沿之一，在我国已有较好的基础，要结合一般力学中非线性振动研究已取得的丰富成果，使非线性动力学的研究具有更丰富的内容，得到更好的发展；第二，使某些在我国已有较好基础的前沿学科，如复杂多体系统动力学，运动稳定性理论，随机振动理论等得到更好的发展；第三，结合我国的一些重大工程，如载人航天、三峡工程、高速列车等的关键问题，以及工农业生产中的重要课题，促进一般力学的发展。

3.3 抓住有长远影响的研究方向

一般力学作为基础研究和应用基础研究,第一,要抓住有长远影响的研究方向,并给予较长时间较系统的支持,以期取得较系统的成果,在国内外占有相应的地位,推动学科的发展,或对生产产生较大的影响,第二,要鼓励和支持那些新的思维,新的概念,新的构思,它们往往孕育着新的学科方向的产生。当然,在这方面也要允许失败。

3.4 引入新的数学理论方法和实验手段

一般力学的持续深入发展,并不断获得新的生命力,有赖于先进的数学工具和实验手段。要敏感地关注新的数学理论和方法,每当引入新的数学理论和方法,就会使一般力学研究占领新的制高点,获得新的生机,取得突破性的进展。同时也要关注日新月异的计算机技术的最新发展,充分利用最新的计算手段。实验技术及实验装备的发展也是突飞猛进,新的商品化的测试仪器不断涌现,为发展先进的实验技术提供了充分的条件。要使理论分析、数值计算和实验研究互相促进,从而促进发现新的现象和新的规律性。

3.5 注意交叉学科的发展

学科的划分不是一成不变的。随着科技的发展,原有的学科会不断地纳入新的内容。例如,通常连续介质力学不纳入经典一般力学的范畴,但流-固耦合,气动-热-控-弹性力学,以及多柔性体系统动力学的研究,已把近代一般力学的研究范围扩大到某些弹性体和流体,这也是合理的,不能因为门户所囿就不去研究这些系统的动力学行为和稳定性问题。交叉学科往往是新方向、新学科的生长点,应该予以特别的注意。

3.6 面向工程实际

一般力学的研究要面向工程实际,从工程实际的大量课题中选择那些具有共性,又能促进生产发展的课题开展应用基础研究,使之成为生产发展的技术储备和后盾。这些课题的研究往往反过来提出一些基本的理论课题,促进学科的发展,成为学科发展的动力和源泉。

参 考 文 献

1 国家自然科学基金委员会.力学——自然科学学科发展战略调研报告.力学与实践,1998, 20(2), (3)

2 黄文虎,陈滨,王照林.我国当前一般力学(动力学、振动与控制)研究的若干重要课题.黄文虎,陈滨,王照林主编.一般力学(动力学、振动与控制)最新进展.北京:科学出版社,1994

3 刘曾荣.混沌的微扰判据.上海:上海科技教育出版社,1995

4 陈式刚.映象与混沌.北京:国防工业出版社,1992

5 陈予恕,唐云等 非线性动力学中的现代分析方法.北京:科学出版社,2000

6 陆启韶,黄克累 非线性动力学、分叉和混沌.黄文虎,陈滨,王照林主编.一般力学(动力学、振动与控制)最新进展.北京:科学出版社,1994

7 李继彬,赵晓华,刘正荣.广义 Hamilton 系统理论与应用.北京:科学出版社,1994

8 程代展,席在荣,卢强,梅生伟.广义 Hamilton 控制系统的几何结构及其应用.中国科学(E集),2000, 30(4)

9 王照林 运动稳定性及其应用.北京:高等教育出版社,1992

10 黄文虎,邵成勋等 多柔体系统动力学.北京:科学出版社,1996

11 洪嘉振.复杂系统计算动力学.黄文虎,陈滨,王照林主编.一般力学(动力学、振动与控制)最新进展.北京:科学出版社,1994

12 黄琳,王龙.系统族动力学:问题与特点.黄文虎,陈滨,王照林主编.一般力学(动力学、振动与控制)最新进展.北京:科学出版社,1994

13 陆佑方,冯冠民,王彬.多柔体系统动力学研究的若干进展.黄文虎,陈滨,王照林主编.一般力学(动力学、振动与控制)

最新进展.北京:科学出版社,1994

14 马兴瑞,苟兴宇,邵成勋,黄文虎.航天器动力学的若干问题.黄文虎,陈滨,王照林主编.一般力学(动力学、振动与控制)最新进展.北京:科学出版社,1994

15 刘延柱.航天器姿态动力学.北京:国防工业出版社,1995

16 梁立孚.应用 Lagrange 乘子法推导一般力学中的广义变分原理.中国科学(A 集),1999,29(12):1102~1108

17 赵跃宇,梅凤翔.力学系统的对称性与不变量.北京:科学出版社,1999

18 马兴瑞,陶良,黄文虎.弹性动力学反问题求解方法及应用.北京:科学出版社,1999

19 黄光远,刘小军.数学物理反问题.山东:山东科学技术出版社,1993

20 蔡金狮.动力学系统辩识与建模.北京:国防工业出版社,1994

21 顾仲,马扣根,陈卫东.振动主动控制.北京:国防工业出版社,1997

22 陶宝祺.智能材料结构.北京:国防工业出版社,1999

23 张鸿庆.力学的代数化、机械化、辛化和几何化.程昌钧,戴世强,刘宇陆主编.现代数学和力学(MMM—VII),上海:上海大学出版社,1997

24 钟万勰.计算结构力学与最优控制.大连:大连理工大学出版社,1993

25 梁立孚,胡海昌.一般力学中三类变量的广义变分原理.中国科学(A 集),2000,30(12):1130~1135

26 Arnold VI. Mathematical Method of Classical Mechanics. New York: Springer-Verlag Publishing Inc., 1974

27 戴天民.广义连续统场论的现状和展望.力学进展,1999

28 陆章基,裘祖干,郑广平.极性连续统力学的理论、应用和展望.现代数学和力学(MMM—VI),苏州:苏州大学出版社,1995

29 方同.工程随机振动.北京:国防工业出版社,1995

30 陈塑寰.随机参数结构的振动理论.吉林:吉林科学技术出版社,1992

31 Bartlett AC, Hollot CV, Huang L. Root locations of an entire polynominals. It suffices to Check the Edges. Math. Control, Signals and systems, 1988, (1): 61~71

32 施志存,高为柄.大系统的动态递阶控制.自动化学报,1997,13(2)

33 夏小华,高为柄.非线性系统控制及解耦.北京:科学技术出版社,1997

34 Fleming WH (Chairman). Report of the Panel on Future Directions in Control Theory a Mathematical Perspective. Published by the Society for Industrial and Applied Mathematics. Philadelphia, 1988

35 丁文镜.工程中的自激振动.吉林:吉林教育出版社,1988

36 张文.转子动力学理论基础.北京:科学出版社,1990

力学系统控制的几个问题

黄 琳

（系统与控制研究中心，北京大学力学与工程科学系，北京 100871）

摘要 介绍了力学系统控制问题，分析了要发展力学系统控制理论的必然性，论证了鲁棒动力学、非完整约束、多平衡态系统的基本问题、发展情况以及待研究的问题。

关键词 鲁棒动力学，非完整约束，多平衡点，类摆系统

引 言

自古人们为了改造世界的需要而建立的控制系统，从具补偿思想的水钟到有反馈机理的离心调速器，几乎都是具控制的力学系统。人类最早对控制系统进行动力学性能分析的研究可以追溯到 Macswell 对离心调速器分析的著名论文，这也是针对力学系统进行的[2]。整个 20 世纪是力学和控制科学大发展并取得辉煌的世纪。在新世纪到来的今天，国际理论与应用力学联盟（IUTAM）的主席 W. Schiehlen 在其提交给大会的报告中指出“在世纪之交力学研究的主要变化之一是把电子学与计算原理结合于力学之中”，并指出“动力学与控制”已经成为近十年来力学学术讨论会的四大科学课题之一[3]。他的论断正好反映了这两个学科之间的合作日益紧密的事实。由于高科技发展的需要，现今力学系统的正常运转几乎离不开控制，这从计算机的激光驱动器直到进行宇宙探测的哈勃望远镜都是如此，而力学理论发展的成熟又给控制带来了新的思维与方法。这反映在由力学家建立起来的 Lyapunov 运动稳定性理论在控制系统中的大发展和成功地将分析动力学中的变分原理应用于具控制的系统所产生的最优控制的进展都深刻地说明这一点。但控制理论发展的数学化倾向在近五十年里使其发展与由于高技术发展而带来的力学控制系统的需求之间距离增大，而工业过程控制方面的理论与技术对于力学系统这一具自己特色的系统说来往往又难以奏效。这就使我们面对一个充满挑战的研究领域，即急需解决控制要求很高和系统具自己特定复杂性并存的力学系统控制问题。力学系统的控制不同于一般过程控制，常常是反应速度快而又动作要求高；系统本身和工作环境均具不确定性；由于运动的复杂，要建立起有效的可供控制设计操作的动态模型特别困难；系统及要实现的受控运动的多样性，常使传统的稳定性理论等不能奏效。要解决这些问题，仅仅依靠控制理论和相关的数学及计算机是不够的。由于力学系统在结构上有自己的特征，又有很多力学定律可以应用，这样建立适合力学特点的具综合性的力学系统的理论与方法来解决其控制问题就有了可能。限于篇幅，下面将主要介绍集中参数的力学系统的控制问题而不涉及流动控制与弹性体控制，因为后两个领域本身也是丰富的内容与成堆的问题并存。

1 鲁棒动力学与控制

控制科学是一门技术科学，它在研究问题的着眼点上与自然科学例如物理学有很大的差

别。马克思曾指出"物理学家是在自然过程表现得最确实、最少受干扰的地方考察自然过程的;或者,如有可能,是在保证过程以其纯粹形态的条件下从事实验的"[4]。纯粹化与少干扰是自然科学中寻求基本科学规律的前提。控制科学不一样,它必须研究实际的而非纯化的系统中的问题,必须考虑实际存在的各种干扰因素。就力学系统而言,一个由多个可活动部件组成的系统,要在线地计算它的转动惯量,甚至怎样折算它的质量都是很困难的。此时一个办法就是用摄动来描述那些无法精确考虑的部分。又如飞机驾驶仪的设计总是建立在飞机一个标准飞行状态基础之上,而要求该驾驶仪在别的飞行状态(高度、马赫数)也合适,此时就要求考虑对一个具大摄动的力学控制对象如何进行有效控制的问题。当系统所受摄动是微摄动时,由于动力系统的过程(解)与性能大都相对摄动有连续依赖性,就稳定性而言,在系统线性的情况下取决于系统特征值是否具负实部,这一点在摄动空间中可允区域是开集,因而相对微摄动就不成问题了。而现今的鲁棒动力学主要是解决非微小的大摄动对系统性能的影响,这就困难得多。

首先研究大摄动下系统稳定性判定的是俄国人 Kharitonov[5],他针对区间多项式族

$$F(s) = \left\{ f(s) = \sum_{i=1}^{n} \alpha_s^{\,i}, \alpha_i \in [\alpha_i^-, \alpha_i^+] \right\}$$

构造了由区间端点构成的四个多项式

$$f_1 = h_1(s^2) + sg_1(s^2) \qquad f_2 = h_1(s^2) + sg_2(s^2)$$

$$f_3 = h_2(s^2) + sg_1(s^2) \qquad f_4 = h_2(s^2) + sg_2(s^2)$$

其中

$$h_1 = \alpha_0^- + \alpha_2^+ s^2 + \alpha_4^- s^4 + \cdots \qquad h_2 = \alpha_0^+ + \alpha_2^- s^2 + \alpha_4^+ s^4 + \cdots$$

$$h_3 = \alpha_1^- + \alpha_3^+ s^2 + \alpha_5^- s^4 + \cdots \qquad h_4 = \alpha_1^+ + \alpha_3^- s^2 + \alpha_5^+ s^4 + \cdots$$

并指出整个 $F(s)$ 是 Hurwitz 稳定(即其根均具负实部)等价于 f_1, f_2, f_3, f_4 这四个顶点多项式 Hurwitz 稳定。

随后的棱边定理指出在多项式系数空间中任何给定的凸多面体在 D 稳定(根均在 D 内)上等价于该多面体一维棱边集合的 D 稳定。这里 D 是指复平面上的任意一个区域。

由于多项式族在系数空间中的稳定性区域并不具有凸性,使研究多项式族稳定性困难较大,上述两结果促进了这一领域研究的进展,经过十多年努力形成了有关参数摄动下稳定性研究的理论并完善了多项式系数是不确定参数仿射函数的基本理论[6]。这方面的工作当不确定参数非线性地出现在多项式系数中时,还没有行之有效的分析方法。对于当系统含不确定参数时,如何设计控制器以使闭环系统满足要求依然有很多事要做,特别是摄动参数非线性地确定系统参数时更是如此。在参数摄动系统的大量研究工作中,首先讨论的是有关检验的问题。在系统镇定的研究中,常将区间系统的可镇定的问题归结为区间系统的有限个顶点系统可同时镇定的问题。但同时镇定的研究表明,任何一个系统可强镇定(控制器也稳定)是存在充要条件的,而任何 n 个系统可镇定均可等价地化成 n-1 个系统的可强镇定。但不幸的是任给三个对象可镇定(等价地即两个对象可强镇定)却是非有理判定,即通过系统的数据经过有理与逻辑运算不能在有限步进行判断[7,8]。

在鲁棒稳定性研究上另一个大的方向是基于对系统要求干扰尽可能少影响期望输出这一以最优控制角度而提出的 H_∞ 控制理论,在经过一定处理后可以把系统具非参数化摄动下稳定性的分析问题归结为 H_∞ 的分析与计算问题,从而使原来最优控制提法下的理论在鲁棒稳

定性研究上发挥了作用[9]。H_∞控制理论一开始完全建立在 Hardy 空间的逼近之上,直到 1988 年著名的四作者论文[10]的发表,才将频域上的 H_∞与状态空间中的最优控制之间的关系打通,从而使线性 H_∞控制理论基本得到完善,而对于非线性 H_∞问题,虽然可以化成 Hamilton-Jacobi-Issac 不等式,但对于这类非线性矩阵不等式的理论问题,至今还缺乏有效的研究[11]。

在摄动系统的动力学研究中，鲁棒稳定性是最基本也是研究得较多的一类。对于其他性能，包括一些品质，解集估计，特别是按照摄动系统的要求来设计控制器（包括相关理论、算法与工程实现）均有大量问题可供研究。在一般情况下，由于描述这类系统已不再用一般常微分方程，而是采用微分包含作为工具。对微分包含理论的研究还是近二十多年的事[12]，研究的兴趣还多半集中在相关的数学基本问题上（解的存在性、可延拓性等)。显然这些基本理论对于鲁棒动力学的建立有基本意义。但正如微分方程理论与动力学研究本质是两回事一样，如何利用微分包含所提供的理论方法结合摄动力学系统研究鲁棒动力学的分析与综合仍然是很有可为的。在这类研究中，如同在定常线性系统鲁棒控制中用 Nyquist 带代替 Nyquist 曲线一样，这里，动力学的一些基本概念与工具都从一个确定性的概念转化成一个族的概念。例如对一个动力学系统族来说，动量、角动量、能量都相应地变为动量族、角动量族、能量族，而一个动力学过程则变为过程族或解集。在这种情况下寻求极端解或代表解，使对这类特殊过程的研究有可能控制住整个解集的性能是很吸引人的。直观上想，集合映射应该是有效的工具，但如同任何数学工具一样，不使之适合研究对象，其成果总是偏于一般或纯数学的一样，而在力学系统中无法直接利用。如何将集合映射运用于鲁棒动力学，其成果依然很少。

2 非完整约束问题

力学系统的运转特别是高技术中所碰到的力学系统的运转,几乎都在各种约束下进行。这类约束既有外在环境施加的,也有系统部件之间耦合的约束。非完整约束在 150 年以前分析动力学家就已提出,长期以来从力学角度作了不少基础理论性的工作[13],从应用角度谈得多的是冰橇、滚盘与滚球。真正对带控制的非完整约束系统的研究只是近二十年的事。这是由于高技术的需求的推动,使人们面对一连串有关速度、加速度受不可积约束的情形,这几乎遍及航天工程、移动机器人、高速汽车以及微机械加工众多应用领域[14,15]。

考虑一个用 Lagrange 方程描述的系统

$$\boldsymbol{M}(q)\ddot{q}+\boldsymbol{C}(q,\dot{q})\dot{q}+\boldsymbol{K}(q)q=\boldsymbol{L}^{\mathrm{T}}(q)\lambda+\boldsymbol{B}(q)\tau \tag{1}$$

$$\boldsymbol{L}(q)\dot{q}=0 \tag{2}$$

其中式(2)是一不可积的一阶非完整约束,$\boldsymbol{M}(q)$与 $\boldsymbol{K}(q)$相当于质量与刚度矩阵,$\boldsymbol{B}(q)$为输入矩阵,λ 是 Lagrange 乘子,τ 为广义力,$\boldsymbol{C}(q,\dot{q})\dot{q}$ 可以代表阻尼力、陀螺力、向心力与哥氏力的总和。$\boldsymbol{L}(q)$不是方阵,仅满行秩,于是 $\boldsymbol{L}(q)$的零空间的基为 $\boldsymbol{g}_1(q),\cdots,\boldsymbol{g}_m(q)$,而从约束条件可知 $\dot{q}$ 必为该基线性表示,从而有

$$\dot{q}=g_1(q)v_1+\cdots g_m(q)v_m=\boldsymbol{g}^{\mathrm{T}}(q)\cdot\boldsymbol{v} \tag{3}$$

$\boldsymbol{v}$ 为控制力,对上式求导有

$$\ddot{q}=\dot{\boldsymbol{g}}^{\mathrm{T}}(q)\boldsymbol{v}+\boldsymbol{g}^{\mathrm{T}}(q)\dot{\boldsymbol{v}} \tag{4}$$

若将此式代入式(1),则有

$$g^{T}(q)M(q)g(q)\dot{v}+g^{T}(q)[M(q)\dot{g}(q)+C(q,\dot{q})]\dot{v}+g^{T}(q)K(q)=g^{T}(q)B(q)\tau \tag{5}$$

如果仅考虑式(3)的控制问题,则称为非完整系统的运动学控制问题,而再考虑到式(4)或式(5),则称为非完整约束动力学控制问题。而最先要解决的仍是非完整运动学控制。

如果约束式(2)是对 $\ddot{q}$ 作出的,则称为二阶非完整约束问题,这方面研究尚少。

非完整约束系统引起极大兴趣就在于它不满足 Brockett 所给出的可用光滑状态反馈控制律镇定非线性系统的必要条件[16],从而使近二十年发展起来的非线性控制的微分几何方法不能简单套用。又由于大量实际问题的需求,就使这一问题成为非线性控制的一个热点。

从物理的角度,非完整约束系统还有下述特点。

① 无控系统的平衡点不是孤立的,而是有一个包含原点在内的平衡点流形。

② 由于运动学控制是最基本的控制,但运动学控制的控制量本身未必有明确的物理意义,从而增加了实现控制的困难。

目前进行控制器设计的主要途径如下。

① 关于各种适于操作的标准型以及对系统进行分类,针对不同系统类研究不同的控制方案[16,17]。

② 针对不同类型的控制律、研究这些控制律对应的性能。其控制律已知的有:

- 不连续时不变镇定律。方法有分块光滑 Lyapunov 函数方法、不连续 σ 变换方法变换系统、不变流形方法、滑动模态方法等[18]。
- 时变控制律。利用周期系数系统与不变性原理,也有针对特殊结构的非完整约束系统(链式、幂式)进行设计[19]。
- 混合控制律。利用分层将系统分为两个层次进行控制,其上层为基于运筹或离散事件,而下层采用动态系统,但这是目前整个控制界面临的挑战性问题,在非完整约束系统上有少量工作,其有效性仍不清楚[20]。
- 模糊控制与智能控制等[21]。

非完整约束系统研究的现状是理论上还缺乏强有力的理论工具。在控制器设计上还是把现今已有的各种控制方法针对非完整约束系统进行研究,并不存在统一的有效的控制方法。大家从各个角度用各种理论来进行探索。主要的有:

- 微分平坦性理论[22]。这一理论出现时间很短,不足十年。它始于非线性控制理论,其主要思想是寻求一组与输入个数相同的变量使系统的状态与输入均可用该变量及其导数表示。能这样做的系统就是微分平坦的。由于一方面大量非完整约束系统是微分平坦的,另一方面又可以由系统的结构与物理性质来帮助实现平坦化,因而受到重视。由于这类系统结构上有一定特性,而在控制器设计与稳定性分析上带来方便。
- 受控 Lagrange 函数方法[15]。这是一个新的研究动力学系统控制的办法,它与控制界受控 Lyapunov 方法类似,其思想是提出一个含控制的期望 Lagrange 函数,使之与原系统 Lagrange 函数对比来寻求控制规律,将其用于非完整约束系统还处在探索阶段。
- 非正则反馈方法。引入不连续非正则反馈使受一阶非完整系统实现反馈线性化来实现系统的镇定,这样可以借助微分流形方法与线性系统的不少结果来解决问题。

3 具多平衡点的非线性系统总体性质

对于非线性系统来说,研究得比较充分的是平衡位置的稳定性,但非线性系统中动态过程可以有多种多样的特性,平衡位置有单个的、多个的、可数个的乃至连续分布的。企图从一般意义下讨论非线性系统的总体特性几乎是不可能的,即使是非线性力学系统也无法进行一般性讨论。下面就一类特殊系统为例来进行说明。

系统

$$\dot{x} = f(t \cdot x) \tag{6}$$

若有 $a \in R^n$,使

$$f(t,x) = f(t,x+a), \forall t \in R \tag{7}$$

则该系统称为类摆系统或相系统。这类系统有一种以相空间中某个向量为周期的特性。这类系统若有平衡点,必为无穷个。当能源系统中涉及到旋转机械的特征时,常可归为这一类。下面以此类系统为例,引入一些描述系统总体性质的概念。

- 系统是 Lagrange 稳定系指其所有解均有界。
- 解收敛,系指其以平衡点为极限($t \to +\infty$)。
- 解拟收敛,指解与平衡点集间距离收敛至零。
- 系统为类梯度,若其每一解均收敛;为拟类梯度,若其每一解均拟收敛。
- 系统是双态的(Dichotomous),若其有界解均收敛;是拟双态的,若其有界解均拟收敛。

当系统是双态时,就可保证其不产生自振。

关于空间的集合有不变集、正不变集、吸引集与全局吸引集。这些与微分方程定性理论中一致。

对于上述这些性质研究得比较多的是用频域方法。它所讨论的系统如图 1 所示,其中 $G_0(0) \neq 0$,而 $\varphi(\sigma) = \varphi(\sigma + \tau)$。并且约定

$$\mu_1 \sigma^2 \leqslant \sigma\varphi(\sigma) \leqslant \mu_2 \sigma^2$$

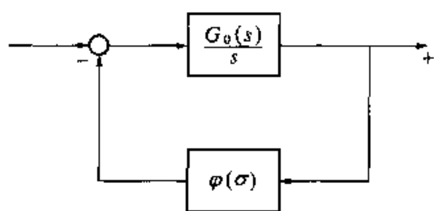


图 1

这是一类典型的类摆系统,它涵盖了包括同步电机、摆、具振动悬挂点的摆等。

对于这类系统可以用 Lyapunov 方法与频域方法结合进行讨论。例如

定理 1 对图示系统若其 $G_0(s)$ 在虚轴上没有极点,$G_0(0) \neq 0$,则只要

$$\begin{aligned}&(\exists \kappa > 0, \varepsilon > 0, \tau \geqslant 0): Re\{\kappa G_0(j\omega) - \\ &\tau[\mu_1 G_0(j\omega) - j\omega]^H[\mu_2 G_0(j\omega) - j\omega]\} + \varepsilon |G_0(j\omega)|^2 \leqslant 0\end{aligned} \tag{8}$$

系统就一定是拟双态的,又若 $G_0(s)$ 在 $Res \geqslant 0$ 解析,则系统是双态的。

式(8)这种判定是控制系统绝对稳定性理论中频域判定的延伸。从 20 世纪 70 年代开始,这一研究就从单平衡点的稳定性中开拓出来,进而研究多平衡位置系统的总体性质。对于类摆系统,可以用一个简化的二阶类摆系统和高阶系统的一个频域条件,以得到高阶系统的一些性质。例如 Lagrange 稳定、类梯度性质,这种方法常称为非局部化简方法,它不仅适用于由图 1 所示的回路,而且也同样可用于时变系统。这种利用低阶系统来判断高阶系统性能的方法,有些类似比较原理,但却是用频率不等式进行联系的。

对图 1 所示系统，如果 $\sigma(t)$是一个严格增函数且满足

$$(\exists \epsilon > 0)(\forall t \geqslant t_0): \dot{\sigma}(t) \geqslant \epsilon$$

则称对应的解是一个旋转解。

如果系统中的过程是 t 的周期函数，则称其为环解。由于是高维系统，环解代表一个振动过程，但它没有平面二阶非线性系统极限环所应有的特性。二阶系统的极限环问题相对简单，已有很多成果，并有不少实际系统方面的应用。对于高维系统，一般不可能给出非常有效的通用的存在环解的条件。一个可行的方法是利用系统不存在收敛到原点的解的条件和一些频域不等式，以得到存在振动过程的条件。过去的非线性振动理论很少能讨论高阶系统的问题，这样的结果可以看成是对一类工程上常见系统在这一点上的突破。利用这方面的结果还可以给出绝对稳定的充要条件。

渐近稳定性是动态系统一个很强的性质。实际问题中，要求讨论另一类问题。例如在原点附近存在一个球 $B_R = \{x \mid \| x \| < R\}$，问是否系统的所有解在充分长时间后均进入该球，这个性质常称为 Levinson 耗散。这方面既可以用 Lyapunov 方法，也可以借助频域形式的判据来讨论其 Levinson 耗散性，而对于 Levinson 耗散的系统其周期解的存在也可以通过频域方法得到。

无论是环解、旋转解的讨论，还是 Levinson 耗散性，这都是非线性系统的一种总体性质，虽然已经在一类工程上有意义的系统(类摆系统)上得到了结果，但一方面在这些研究中并没有提出如何设计反馈以保证系统具有或避免这些性质的出现。另一方面，这类系统的特殊性也是显而易见的，虽然它已经概括了相当一类以机械转动为特点的控制系统，但拓宽这类研究是有价值的，而对于这类系统的鲁棒性能研究，目前几乎还是空白。

4 结束语

力学系统的控制涉及面很宽，本文只谈了集中参数系统中的三个问题。多体系统及其他力学系统控制问题，限于篇幅无力涉及。至于上面三个问题的研究，每一个均可从分析、控制器设计、计算与算法多方面进行。这种研究必须根据力学系统的特征来进行，即借助力学理论进行研究的同时还要考虑从力学角度研究实现控制的可能性，只有这样结合力学运用数学，特别是应用数学与计算机作为手段，才可能使力学系统的控制问题得以解决。回想 IUTAM 主席 W. Schiehlen 的话，我们深信力学与控制的结合，定是大有可为的。

限于水平，不当之处请大家指正。

又北京航空航天大学霍伟教授提供了有关非完整约束系统方面的资料，在此表示谢意。

参 考 文 献

1 钱学森．工程控制论．科学出版社，1958

2 Maxwell JC. On Governors Proc of the Royal Society of London, 1868, 16:270～283

3 Schiehlen W. Future trends in solid mechanics. In Mechanics at the Turn of the century IUTAM, 2000

4 马克思．《资本论》第一卷第一版序言(《马克思恩格斯选集》第二卷，人民出版社，p206)

5 Kharitonov VL. Asymptotic stability of an equilibrium position of a family of linear differential equations. Differential'nye Urav-

eleniya, 1978, 19(11): 1483~1485(In Russian)

6 Bhattacharyya SP, Chapellet H and Keel LH. Robust control. The parametric approach. Prentice Hall, 1995

7 Vidyasagar M Control System Synthesis. A Factorization Approach, MIT Press, 1985

8 Blondel VG, Gevers M. Simultaneous stabilizability of three linear systems is rationally undecidable. MCSS, 1994, 1: 135~145

9 Zames G. Feedback and optimal sensitivity: mode reference transformations, multiplicative seminorms, and approximate inverse. IEEE Trans. on Automatic Control, 1981, 26(2): 301~320

10 Doyle JC, Glover K, Khargonekar PP, et al. State-space solution to standard H_2 and H_∞ control problem. IEEE Trans on Automatic Contro., 1989, 34(8): 831~847

11 Imura J, Sugie T, Yoshikawa. A Hamilton-Jacobi inequality approach to nonlinear strict H_∞ control and characterization of some gain conditions. Proc of the 34th IEEE Conference on Decision and Control, 1995. 4233~4238

12 Jean-Pierre Aubin, Arrigo Cellina. Differential inclusions, set-valued maps and viability theory. Springer-Verlag, 1984

13 陈滨. 分析动力学. 北京:北京大学出版社, 1984

14 Skowronski JM. Control of nonlinear mechanical systems. Plenum Press, 1991

15 Kolmanovsky I, Mcclamroch NH. Development in nonholonomic control problems. IEEE Control System Magazine, 1995, 6: 20~36

16 Brockett RW. Asymptotic stability and feedback stabilization. Differential Geometric Control Theory, Birkhauser, 1983. 181~208

17 Murray RM, Sastry SS. Nonholonomic motion planning: steering using sinusoids. IEEE Trans on Automatic Control, 1993, 38(5): 700~716

18 Khennouf H, Canudas de Wit C. On the construction of stabilizing discontinuous contollers for nonholomic systems. Nonlinear Control Systems Design Symposium, IFAC, 1995, 667~672

19 Pomet JB. Explicit design of time-varying stabilizing control laws for a class of controllable systems without drift. Syst Contr Lett, 1992, 18, 147~158

20 Kolmanovsky I, Reyhanoglu M, Mcclamroch NH. Switched mode feedback control laws for nonholonomic systems in extended power form. Syst Contr Lett, 1996, 27: 29~36

21 Gartner A, Astolfi A. Stability study of a fuzzy controlled mobile robot. IEEE. Proc, CDC, 1996, 1121~1126

22 Fliess M, Leven J, Martin Ph, et al. Flatness and defect of nonlinear systems: introduction and application. Int J of Control, 1995, 61: 1327~1361

与物理分析相结合的计算流体力学

张涵信　　　　庄逢甘

(中国空气动力研究与发展中心,绵阳 621000)　(中国航天科技集团公司,北京 100830)

“我发现他非常富有想象力,他具有天赋的数学才智,能成功地把他的准确洞察自然现象中的物理图像的非凡能力结合在一起”——von Kármán 对钱学森的评价

摘要　在 CFD 中,物理分析的重要性被阐明。借助于物理分析建立了网格和差分格式精度之间的关系;揭示了构造差分格式的若干原则,发展了边界处理方法,给出了分析流场结构的拓扑理论。在这些研究基础上,可以建立网格、差分格式精度和边界处理相协调的计算方法。能够正确地分析计算流场的拓扑结构和流动机理。大量应用研究表明,发展与物理分析相结合的计算体系是非常重要的。

关键词　物理分析,计算网格,构造差分格式的原则,边界处理,拓扑分析

引　言

20 世纪 60 年代以前,求解气动方程主要依赖于物理分析方法。物理分析方法可给出流动物理量之间的关系,从而可揭示流场结构的特征和流动的规律及机理。计算流体力学形成后,求解气动方程所描述的流场,转向依赖于数值计算方法。现在几乎任何复杂的流动,都可用计算流体力学去计算。在这种情况下,物理分析被冷落。但是与此同时,产生了如下新的问题[1~9]:第一,计算实践发现,在划分计算网格时,如果不根据流场的特征选择网格结点分布,很难获得满意的结果;第二,如果不根据流场的结构特征设计和选择数值方法,很难正确计算复杂的流场;第三,如果不根据流场的物理特征提出和处理边界条件,很难得到满意的结果;第四,如果缺乏揭示流场结构规律的理论指导,对于复杂流动数值计算给出的“数值海洋”,很难从中分析和阐明流动的机理和规律,在没有实验结果可以对比的情况下,也难以判断计算结果的正确性。解决这些问题的途径,就是将计算流体力学与物理分析相结合。近几年来,我们沿着这一方向开展了研究,建立了“与物理分析相结合的计算流体力学”体系。该体系可从物理分析出发,设计内点计算需要的差分计算格式及边界点计算的方法,配置适宜的计算网格间距。并且由物理分析出发,利用近代发展起来的微分方程定性分析理论和非线性动力学理论,给出揭示流场结构的拓扑理论,从而可帮助有效的分析计算流场的结构和机理。应用该计算体系所作的大量数值模拟表明,物理分析和数值模拟的结合,是完全必须和十分有益的。本文是近年来这方而研究工作的总结。论文除引言和结语外,还包含三个部分。第一部分研究差分计算中内点计算格式的建立、边界处理方法以及网格节点的划分;第二部分讨论流动结构的拓扑规律;第三部分是研究结果的应用。

1 差分格式、网格与边界的处理

1.1 差分格式的建立

在用差分方法求解 Euler 或 N—S 方程时，以下几点是必须考虑的。

① 由于在实际计算中，网格的间距总不为零，所求解的差分方程，并不是原来的微分方程，它是具有截断误差的原来微分方程的修正方程式。因此差分方程的精确解与原来微分方程的精确解不同。在物理量光滑的区域，只要网格间距充分小，这种不同是很小的。但是在物理量急剧变化的区域，由于各阶导数都可能很大，差分解与原始方程的解可能差别很大，甚至差分解会产生非物理的波动解。激波是物理量急剧变化的区域，为此应该要求差分解在激波区能光滑和正确地捕捉激波。

② 在实际计算中，不可避免地要引入数值误差，一个好的差分格式，随计算时间增长，不应使数值误差放大。

③ 在物理量急剧变化的区域，例如激波附近，数值误差不诱发新的非物理的波动。

④ 对于非定常流动，流场中包含有振动的成分，差分方程的截断误差，不要改变其原问题的频谱特性。

总之，我们希望差分计算格式，应尽可能小地污染原问题的对流特征和耗散特征，在设计差分格式时应能满足上面提出的要求。第一项要求，我们称之为光滑捕捉激波的原则；第二项称之为稳定性或耗散控制原则；第三项称之为抑制非物理波动或色散控制原则；第四项称之为保频谱原则。

在文献[10～13]内，我们从物理分析出发，曾对上述原则作了详细分析和理论推导，这里仅给出最后的结果。

(1) 光滑捕捉激波的原则

对于一维 Euler 和 N—S 方程，分析表明，若仅限于一阶和二阶精度，可构造出完全光滑捕捉激波的格式，但是若精度提高，只能构造出实质上无波动的格式。"实质上"的含义是：激波附近有微小但不影响计算继续进行的波动。如果设 v_{2n} 和 v_{2n+1} ($n=1,2,\cdots$) 分别表示修正方程式中右端截断误差项的耗散项和色散项的系数，它们分别与网格间距 Δx^{2n-1} 和 Δx^{2n} 成正比，对于光滑捕捉激波的一阶格式，它满足

$$\begin{aligned} &v_2 > 0 \quad (\mathrm{W}) \\ &v_3 > 0 \quad (\mathrm{L}) \\ &v_3 < 0 \quad (\mathrm{R}) \end{aligned} \tag{1}$$

这里 W 表示在全计算域内满足；L，R 分别表示在激波左方和右方满足。对于光滑捕捉激波的二阶格式，它满足

$$\begin{aligned} &v_3 > 0 \quad (\mathrm{L}) \\ &v_3 < 0 \quad (\mathrm{R}) \\ &v_4 < 0 \quad (\mathrm{W}) \end{aligned} \tag{2}$$

如此建立的格式，是无波动、无自由参数且具有耗散性的，缩写为 NND 格式。应该指出，在激波区格式精度本身是没有意义的，但是由于二阶格式捕捉的激波厚度比一阶格式小，故采用二阶格式是适宜的。

(2) 耗散控制原则

它要求差分格式截断误差中耗散项的系数满足

$$\alpha = \sum_{m=1}^{\infty} v_{2m}(-1)^m k^{2m} < 0 \tag{3}$$

式中 k 表示数值误差的波数。如果仅考虑首项，式(3)可写成

$$(-1)^m v_{2m} < 0 \tag{3'}$$

这个条件可保证计算的稳定性。

(3) 色散控制原则

它要求差分方程截断误差中色散项的系数满足

$$\begin{aligned} \beta &= \sum_{m=1}^{\infty}(-1)^m v_{2m+1} k^{2m} < 0 \quad (\mathrm{L}) \\ \beta &= \sum_{m=1}^{\infty}(-1)^m v_{2m+1} k^{2m} < 0 \quad (\mathrm{R}) \end{aligned} \tag{4}$$

如果仅考虑首项，式(4)可写成

$$\begin{aligned} (-1)^m v_{2m+1} < 0 \quad (\mathrm{L}) \\ (-1)^m v_{2m+1} > 0 \quad (\mathrm{R}) \end{aligned} \tag{4'}$$

这个条件可保证数值误差在激波区不诱发新的波动。

(4) 保频谱原则

它要求截断误差中色散和耗散项的系数满足

$$\alpha^2 + \omega^2\beta^2 = \min \tag{5}$$

式中 ω 为振动成分的波数。该式表明，计算非定常运动，格式的耗散项和色散项都要小，因此采用高阶格式或密网格的二阶格式是必要的。

1.2 网格间距的确定

网格间距的大小，与差分格式的截断误差有关。在实际求解 Euler 或 N—S 方程时，我们希望修正方程式的截断误差能限制在一定的范围内，从而差分解可正确描述流动的对流和耗散特征。在这种物理考虑下，文献[14]对 Euler 或 N—S 方程求解需要的网格作了研究，并且给出了决定网格间距的条件。

(1) 对于 Euler 方程

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = 0$$

若用 m 阶精度的格式求解，其网格间距应该满足的条件是

$$c_1\Delta x^m = \varepsilon_1 \qquad c_2\Delta y^m = \varepsilon_2 \qquad c_3\Delta z^m = \varepsilon_3 \tag{6}$$

这里

$$c_1 = \left|\frac{v_m^{(1)}}{F}\frac{\partial^m F}{\partial x^m}\right| \qquad c_2 = \left|\frac{v_m^{(2)}}{G}\frac{\partial^m G}{\partial y^m}\right| \qquad c_3 = \left|\frac{v_m^{(3)}}{H}\frac{\partial^m H}{\partial z^m}\right|$$

$v_m^{(1)}, v_m^{(2)}, v_m^{(3)}$ 是修正方程式相应截断误差项的系数，$\varepsilon_1 \ll 1, \varepsilon_2 \ll 1, \varepsilon_3 \ll 1$ 是根据精度要求给出的三个小量。

(2) 对于 N—S 方程

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = \frac{1}{Re_L}\left(\frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + \frac{\partial H_v}{\partial z}\right)$$

如果用 m 阶精度的格式求解,其网格间距除应该满足条件(6)外,还应满足如下条件

$$b_1\Delta x^{m-\alpha}=\varepsilon_1' \qquad b_2\Delta y^{m-\beta}=\varepsilon_2' \qquad b_3\Delta x^{m-\gamma}=\varepsilon_3' \tag{7}$$

这里

$$b_1=\left|\frac{v_m^{(1)}}{F_v}\frac{\partial^m F}{\partial x^m}\right| \qquad b_2=\left|\frac{v_m^{(2)}}{G_v}\frac{\partial^m G}{\partial y^m}\right| \qquad b_3=\left|\frac{v_m^{(3)}}{H_v}\frac{\partial^m H}{\partial za^m}\right|$$

$\varepsilon_1'\ll1,\varepsilon_2'\ll1,\varepsilon_3'\ll1$ 是根据精度要求给出三个小量,α,β,γ 由下式确定

$$\alpha=-\frac{\lg Re_L}{\lg\Delta x} \qquad \beta=-\frac{\lg Re_L}{\lg\Delta y} \qquad \gamma=-\frac{\lg Re_L}{\lg\Delta z} \tag{8}$$

Re_L 是被求解区域流动的特征雷诺数。

1.3 边界处理方法

大家知道,在流体力学中,常利用物理信号特征分析的方法来确定边界条件的数目。自然地,应该利用物理信号的特征分析来处理边界条件[15]。借助于这个概念,求解气动方程的物面条件、入流和出流条件等都可用特征控制方程来表达。以二维问题

$$\frac{\partial U}{\partial t}+\frac{\partial E}{\partial\xi}+\frac{\partial F}{\partial\eta}+\frac{\partial E_v}{\partial\xi}+\frac{\partial F_v}{\partial\eta}=0$$

为例,设 $\eta=\eta_0$ 为物面,借助特征分析,粘性等温物面条件可用如下控制方程给出

$$\begin{pmatrix} l_1 \\ 0,1,0,0 \\ 0,0,1,0 \\ -\dfrac{e}{\rho^2},0,0,\dfrac{1}{\rho}\end{pmatrix}\frac{\partial U}{\partial t}+\begin{pmatrix} l_1\\ \mathbf{0}\\ \mathbf{0}\\ \mathbf{0}\end{pmatrix}\left(\frac{\partial E}{\partial\xi}+\frac{\partial F}{\partial\eta}\right)+\begin{pmatrix} l_1\\ \mathbf{0}\\ \mathbf{0}\\ \mathbf{0}\end{pmatrix}\left(\frac{\partial E_v}{\partial\xi}+\frac{\partial F_v}{\partial\eta}\right)=0$$

这里,l_1 是$\dfrac{\partial F}{\partial U}$的左特征向量。如果设 $\eta=\eta_1$ 为出流边界,且其上 $M_\eta=\dfrac{v}{a}<1$,于是出口边界可由如下控制方程给出

$$\frac{\partial U}{\partial t}+\begin{pmatrix} l_1\\ l_2\\ l_3\\ l_4\end{pmatrix}^{-1}\begin{pmatrix} \mathbf{0}\\ l_2\\ l_3\\ l_4\end{pmatrix}\frac{\partial F}{\partial\eta}+\frac{\partial E}{\partial\xi}+\frac{\partial F_v}{\partial\eta}+\frac{\partial E_v}{\partial\xi}=0$$

类似地可建立其他边界控制方程。在实际计算中,可用精度和内点格式一致的差分格式来求解以上边界控制方程,但应注意在采用高阶精度边界格式计算时,要克服可能引起的不稳定性。沈孟育为解决这一问题,提出用上节设计格式的原则来设计边界格式,此时的修正方程式是由边界控制方程出发得到的。

2 流场拓扑结构的分析

在计算物体绕流时,为了从计算结果中获得流动的形态和特征,常常作出物体表面的流态图和在垂直于体轴的横截面上的流态图。借助于物理分析以及常微分方程的定性分析理论和非线性动力学理论,其表面流和横截面流的拓扑结构规律可以给出[16−18]。

2.1 表面流的拓扑[16]

设 x,y,z 为正交曲线坐标系,其中 x,y,z 轴在物体表面上,z 轴垂直于物面;u,v,w 是

沿 x,y,z 轴的速度分量，对于 N—S 方程所描述的物面上无速度滑移的流动，在物面附近，u，v，w 可表示为

$$u = \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_0 z + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right)_0 z^2 + \cdots$$

$$v = \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)_0 z + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right)_0 z^2 + \cdots$$

$$w = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)_0 z^2 + \cdots$$

式中下标"0"表示在物面上取值。将上式代入流线方程

$$\frac{h_2}{h_1}\frac{\partial y}{\partial x} = \frac{v}{u}$$

$$\frac{h_3}{h_1}\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{w}{u}$$

这里 $h_1,h_2,h_3=1$ 是相应坐标的尺度因子，当 $z\to 0$ 时，可得流线在物面上的极限形式

$$\frac{h_2}{h_1}\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} = \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)_0 \Big/ \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_0 \tag{9}$$

我们称式(9)所描述的积分曲线为表面极限流线。对于牛顿流体，式(9)亦可写成

$$\frac{h_2}{h_1}\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} = \frac{\tau_{zy}}{\tau_{zx}} \tag{10}$$

这里，τ_{zy}和 τ_{zx}分别表示物面上摩擦力在 y 和 x 方向的分量。所以对于牛顿流体，表面极限流线就是摩擦力线。因为$(\partial v/\partial z)_0$ 和$(\partial u/\partial z)_0$ 均是 x,y 的非线性函数，式(9)是一非线性常微分方程。根据常微分方程的定性分析理论，如果式(9)在物面上的临界点(即：$(\partial v/\partial z)_0=(\partial u/\partial z)_0=0$的点，也叫奇点)的形态以及临界点的分布情况已知，其积分曲线所描述的拓扑结构可以给出。此外，对于有分离和旋涡的运动，确定分离线和附着线的形态和位置对确定表面流的拓扑结构也是重要的。因此下面研究式(9)临界点以及分离和附着线的形状。

将$(\partial v/\partial z)_0$ 和$(\partial u/\partial z)_0$ 在临界点进行台劳展开，并利用 N—S 方程在物面上给出的关系以及微分方程的定性分析理论可以给出以下结论。

① 设(x_s,y_s)是极限流线方程的临界点(奇点)，定义 $J=\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x\partial z}\right)_s\left(\frac{\partial^2 v}{\partial y\partial z}\right)_s-\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y\partial z}\right)_s\cdot\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x\partial z}\right)_s$，$q=h_1h_2\left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)$，则当 $J>0$ 和 $4J-q^2>0$ 时，(x_s,y_s)为极限流线方程的螺旋点，并且在$(\partial^2 w/\partial z^2)_s>0$ 时螺旋点的形态是稳定的，$(\partial^2 w/\partial z^2)_s<0$ 是不稳定的。如果 $J>0$，$4J-q^2<0$，(x_s,y_s)为极限流线方程的结点，并且$(\partial^2 w/\partial z^2)_s>0$ 时为稳定的，$(\partial^2 w/\partial z^2)_s<0$ 时为不稳定的。如果 $J<0$，(x_s,y_s)为极限流线方程的鞍点。

因为在一般情况下，$(\partial^2 w/\partial z^2)_s\neq 0$，所以物面上的临界点仅有螺旋点、结点和鞍点三种形态。此外，如果物面上的螺旋点和结点统称为节点，并用 N 来表示，鞍点用 S 来表示，则在物面上节点和鞍点的总数遵守 Lighthill 提出的拓扑规律

$$\sum N - \sum S = 2(2-n)$$

这里 n 表示物体连通度，单连通物体 $n=1$。

② 对于 N—S 方程描述的流动，若物面上存在一条极限流线，周围的极限流线向它收拢，

并且在其上，$(\partial^2 w/\partial z^2)_0>0$ 这条极限流线一定是分离线。可以证明，这个结论等价于以下数学条件：在分离线上

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_0 = 0 \qquad \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z}\right)_0 < 0 \qquad \left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)_0 > 0$$

③ 对于 N—S 方程描述的流动，若物面上存在一条极限流线，周围的极限流线向它收敛，但在其上，$(\partial^2 w/\partial z^2)_0<0$ 这条极限流线是附着线。与这个结论等价的数学条件是

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_0 = 0 \qquad \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z}\right)_0 < 0 \qquad \left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)_0 < 0$$

以上两个结论表明，极限流线向某一极限流线收拢，并不是预示分离的充分条件。

④ 对于 N—S 方程描述的流动，若物面存在一条极限流线，周围的极限流线由它向外发散，并且其上满足$(\partial^2 w/\partial z^2)_0<0$，这条极限流线也是附着线，与之对应的数学条件是

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_0 = 0 \qquad \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z}\right)_0 > 0 \qquad \left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)_0 < 0$$

这类附着线是 Legendre 首先指出的，为和上一类附着线相区别，我们称它为 Legendre 附着线，而上一类附着线，就简称为附着线。

⑤ 在分离线和 Legendre 附着线上，可能存在很多极限流线方程的奇点，此时沿分离线或 Legendre 附着线，鞍点和节点是交替分布的。如果分离线从奇点始，该奇点必为鞍点；如果分离线进入奇点，该奇点必为节点。如果 Legendre 附着线从奇点始，该奇点必为结点，如果 Legendre 附着线进入奇点，该奇点必为鞍点。但对另一种附着线，其上不可能有两个或两个以上的奇点，若要有一个奇点，它就是鞍点。

⑥ 分离线有三种起始形态，第一种为鞍点起始，它对应于闭式分离。第二种为正常点起始，它对应于开式分离。第三种为鞍点起始，它对应于 Werle 所发现的分离形态，是闭式分离到开式分离的临界过渡形态。Legendre 附着线也有结点起始、正常点起始和鞍点起始等三种起始形态。但对另一类附着线，仅可能有鞍点起始和正常点起始的形态。

2.2　二维绕流时流动的拓扑

对于二维绕流，如果流动定常，流线不随时间改变，如果流动非定常，我们研究的流线形态将是对瞬时而言的。在二维流动情况下，有以下流动结构的拓扑规则。

① 对于定常或非定常的不可压缩流动，流场内部(不含物而边界)流线方程的奇点(临界点)仅有两种：鞍点和中心点。设奇点的坐标为(x_s, y_s)，则当

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_s^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_s\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_s > 0 \text{ 时为鞍点}$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_s^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_s\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_s < 0 \text{ 时为中心点}$$

这里，u, v 是直角坐标系 x, y 的速度分量。

② 若流动是可压缩的定常流动，上述结论仍成立。若流动是非定常的，当$(\partial \rho/\partial t)_0 \neq 0$ 时，流场内的奇点有三种：鞍点、螺旋点和结点。当奇点 s 处

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_s\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_s - \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_s\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_s > 0 \text{ 且 } \Omega_s^2 > \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)_s^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)_s^2$$

时为螺旋点，当

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_s\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_s - \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_s\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_s > 0 \text{ 且 } \Omega_s^2 < \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)_s^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)_s^2$$

时为结点，当

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_s\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_s - \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_s\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_s < 0$$

时为鞍点。这里 $\Omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ 表示旋涡强度。

③ 如果 x,z 是物面边界层正交坐标系，其中 x 沿着物面，z 轴垂直于物面向外，u,w 是沿 x,z 轴的速度分量，对于物面静止的定常粘性绕流，物面是 $z\to0$ 的极限流线，物面上流线方程的奇点全为鞍点，并且在鞍点处，$(\partial u/\partial z)_s=0$。由于物面上的奇点，仅一半在流场内，故称为半奇点(此处为半鞍点)。进一步可以证明，当半鞍点上满足$(\partial u/\partial z)_s=0$ 和$(\partial^2 u/\partial x\partial z)_s<0$ 时，它是分离点，当半鞍点上满足$(\partial u/\partial z)_s=0$ 和$(\partial^2 u/\partial x\partial z)_s>0$ 时，它是再附点。

④ 如果流场是左右对称的，对不可压缩定常和非定常流动以及可压缩定常流动，在流场的对称线上若有奇点，它只能是鞍点。

⑤ 在包含物面边界的整个流场内(复连域)其奇点总数满足下式

$$\sum N + \frac{1}{2}\sum N' - \sum S - \frac{1}{2}\sum S' = I(\infty) - I_c$$

这里 $\Sigma N,\Sigma S$ 分别表示流场内结点(螺旋点、结点和中心点)和鞍点的总数，$\Sigma N',\Sigma S'$表示物面上结点和鞍点的函数，$I(\infty)$表示∞处的 Poincare 指数，I_c 为沿物面的 Poincare 指数。

在定常流动情况下，物面上没有半结点，若无穷远处来流是均匀的，$I(\infty)=0$。当物体静止时，$I_c=1$，于是上式给出

$$\sum N - \sum S - \frac{1}{2}\sum S' = -1$$

该式指出，物面上的半鞍点必为偶数。

2.3 垂直于体轴的横截面流态的拓扑

所谓垂直于物体轴线的横截面上的流态，是指横截面上的速度分量所描述的流线形态。从该截面流线方程出发，利用 N—S 方程和微分方程的定性理论以及非线性动力学理论，可以证明如下结论[17,18]。

① 如果把物体表面与其垂直于体轴的横截面的交线称之为截面轮廓线，当物面与其体轴的夹角不为零时，则截面轮廓线不是横截面上的截面流线，此时如果截面轮廓线上有一点，它是表面极限流线方程的奇点，则该点也是该横截面上截面流线方程的奇点。当物体表面与其体轴的夹角为零时，则截面轮廓线是其横截面上的截面流线。此时如果截面轮廓线上有一点，它或者是表面极限流线方程的奇点，或者过该点的极限流线与截面轮廓线垂直，则该点也是截面流线方程的奇点。

② 如果在横截面上，存在一条 $u=0$(或$(\partial v/\partial y)=0$)的线，这里 u,v 是横截面上正交坐标系x,y 方向的速度分量，设 v_A,v_B(或$(\partial u/\partial y)_A(\partial u/\partial y)_B$)是这条线上 A,B 两点上的速度分量(速度梯度分量)，则当 $v_A,v_B>0$(或$(\partial u/\partial y)_A(\partial u/\partial y)_B)>0$ 时，在 A,B 两点之间的这条线上，截面流线方程$\frac{dy}{dx}=\frac{v}{\mu}\left(或\frac{dy}{dx}=\frac{\partial v}{\partial y}\Big/\frac{\partial u}{\partial y}\right)$必有偶数个奇点。如果当 $v_A,v_B<0$(或$(\partial u/\partial y)_A(\partial u/\partial y)_B)<0$，必有奇数个奇点。

根据这些结论，可以确定截面对称线上和截面轮廓线上的奇点数。

③ 对于物体的外部绕流，在整个横截面上，截面流线方程奇点总数满足如下规则

$$\sum N + \frac{1}{2}\sum N' - \sum S - \frac{1}{2}\sum S' = - I_c$$

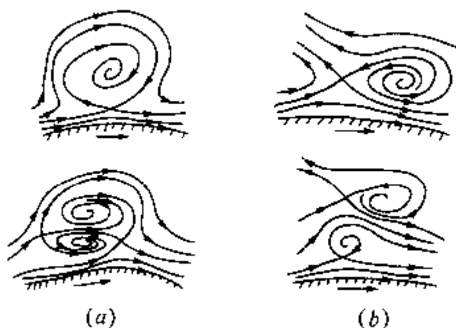


图 1　运动壁附近的流态

(*a*) 顺流情况;(*b*) 逆流情况。

这里 $\sum N$ 和 $\sum S$ 是截面轮廓线以外的截面流线的结点和鞍点总数,$\sum N'$ 和 $\sum S'$ 是截面轮廓线上的结点和鞍点总数。I_c 是截面轮廓线的 Poincare 指数,它与截面所在位置的纵向流特征有关。如果是物体有迎角的绕流,横截面所在的区域内,物体表面无纵向分离,则 $I_c = 1$。如果存在纵向分离区,横截面在此区域内,则 I_c 为零或为偶数。

④ 如果物面是绕体轴转动的,当物面轮廓线的运动方向和其截面外部流动方向一致时(顺流运动型),外流和物面轮廓线如有分离,其基本流态是蜗牛结构,它是由贴近物面的鞍点和它上面的一个螺旋泡组成(见图 1(a))。当物面轮廓线的运动方向和截面外部流动方向相反时(逆流运动型),其外流和物面轮廓线间基本流态是拉伸的螺旋泡结构,它是由并列的鞍点和螺旋点组成(见图 1(b))。如果两种运动壁的分离情况下,在物面轮廓线附近又出现反流,则其原来的顺流运动的分离形态下又嵌入了局部逆流运动的分离形态。而原来逆流运动的分离形态下又嵌入了局部顺流运动的分离形态(见图 1(a,b))。

2.4　横向流拓扑结构的稳定性

前述横向流的拓扑结构,在某些参数范围内是稳定的,但在另一些参数范围内可能是不稳定的。根据物理分析,关于横向流拓扑结构的稳定性,我们有如下结论[19]:对于三维物体绕流,设 u,v 构成其截面的速度场,将 u,v 作变动则形成一个新的速度场,如果新速度场的每一个流线弧,都保证定向地对应于原流场的一流线弧,则原流场 u,v 是结构稳定的,否则是结构不稳定的。

再设 M 和 ∂M 是截面上速度场的内域和边界,且速度场满足以下条件。

① 在 M 内,流线方程的奇点仅为结点(含螺旋点)和鞍点,且

$$\lambda = -\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \neq 0$$

② 不存在同时连接两个鞍点的流线,不存在与 ∂M 有两个切点的流线,不存在与 ∂M 有一个切点且过 M 中一个鞍点的流线,不存在过鞍点的闭轨流线。

在此条件下,所述截面速度场所描述的流场结构是稳定的。否则是不稳定的。

横向流的拓扑结构失稳后,横向流可演化为非对称的定态流,亦可演化成周期振荡流、准周期振荡流或混沌运动。

3　应用

根据第二部分给出的建立差分格式的四原则,我们可以通过选择截断误差项的系数来设计差分格式,也可用以检验已有的差分格式。例如我们设计了上面已经提到的二阶 NND 格式,它可高分辩地捕捉微波并可满意地进行流场计算。我们检验了文献中流行的 MacCormack 格式、Beam-Warming 格式,Jameson 格式以及许多 TVD 格式,它们均满足或部分满足上述

所说的原则。根据这四条原则,叶友达、沈清、邓小刚、刘君等发展了 NND 的各种系列格式;陈坚强、贺国宏等设计了实质上无波动、无自由参数的三阶和四阶格式,简称 ENN 格式。他们也检验了 ENO 格式,实际上也满足上面的原则。最近李沁和宗文刚又分别设计了激波附近为二阶 NND、激波以外为高阶(3,4,5 阶)的混合差分格式和紧致格式,它们既可光滑狭窄地捕捉激波,又可高精度地计算激波以外的流场。沈孟育等人根据以上原则也建立了新颖的混合格式。

作为例子,下面引入李沁等给出的激波附近 2 阶、激波外 4 阶的混合格式[20]。对于一维流动方程

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = 0 \tag{11}$$

其半离化的格式可表示为

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_j = -\frac{1}{\Delta x}\left(H_{j+\frac{1}{2}} - H_{j-\frac{1}{2}}\right) \tag{12}$$

式中

$$H_{j+\frac{1}{2}} = H^+_{j+\frac{1}{2}} + H^-_{j+\frac{1}{2}}$$

$$H^+_{j+\frac{1}{2}} = \begin{cases} \left(H^+_{j+\frac{1}{2}}\right)_{NND} & 若 \left|\mathrm{sign}\left(\Delta F^+_{j-\frac{3}{2}}\right) + \mathrm{sign}\left(F^+_{j-\frac{1}{2}}\right)\right| + \left|\mathrm{sign}\left(\Delta F^+_{j-\frac{1}{2}}\right) + \mathrm{sign}\left(\Delta F^+_{j+\frac{1}{2}}\right)\right| = 0 \\ & 或 \left|\mathrm{sign}\left(\Delta F^+_{j+\frac{1}{2}}\right) + \mathrm{sign}\left(F^+_{j-\frac{1}{2}}\right)\right| + \left|\mathrm{sign}\left(\Delta F^+_{j+\frac{1}{2}}\right) + \mathrm{sign}\left(\Delta F^+_{j+\frac{3}{2}}\right)\right| = 0 \\ w_1\widetilde{H}^+_1 + w_2\widetilde{H}^+_2 + w_3\widetilde{H}^+_3 & 其他情况 \end{cases}$$

$$\widetilde{H}^+_1 = C_1 F^+_{j-2} - \frac{1+4C_1}{2} F^-_{j-1} + \frac{3+2C_1}{2} F^+_j$$

$$\widetilde{H}^+_2 = C_2 F^+_{j-1} + \frac{1-4C_2}{2} F^-_j + \frac{1+2C_2}{2} F^+_{j+1}$$

$$\widetilde{H}^+_3 = \frac{1+2C_3}{2} F^+_j + \frac{1-4C_3}{2} F^+_{j+1} + C_3 F^+_{j+\frac{1}{2}}$$

$$(C_1, C_2, C_3) = (0.189915766, -0.149078931, 0.149078931)$$

$$w_i = \frac{b_i}{b_1 + b_2 + b_3},\ b_i = \frac{a_i}{(IS_j + \varepsilon)^2} \quad (i = 1,2,3)$$

$$IS_1 = (F^+_{j-2} - 4F^+_{j-1} + 3F^+_j)^2,\ IS_2 = (F^+_{j+1} - F^+_{j-1})^2$$

$$IS_3 = (F^+_{j+2} - 4F^+_{j+1} + 3F^+_j)^2,\ \varepsilon = 10^{-6}$$

$$(a_1, a_2, a_3) = (0.1092369696, 0.47093503, 0.41982794)$$

类似地可以给出 $H^-_{j+\frac{1}{2}}$。

仍从式(11)和(12)出发,宗文刚等给出的激波附近 2 阶、激波外为 5 阶精度的紧致格式是[21]:

$H^+_{j+\frac{1}{2}}$由下式确定

$$(w_1\varphi_1 + w_2\varphi_2)H^+_{j-\frac{1}{2}} + H^+_{j+\frac{1}{2}} + (w_2\psi_2 + w_3\psi_3)H^+_{j+\frac{1}{2}} = w_1\varphi_1 H^{+B_2}_{j-\frac{1}{2}} +$$
$$w_2\varphi_2 H^{+C_3}_{j-\frac{1}{2}} + w_1 H^{+A_2}_{j+\frac{1}{2}} + w_2 H^{+B_3}_{j+\frac{3}{2}} + w_3 H^{+B_2}_{j+\frac{1}{2}} + w_2\psi_2 H^{+A_3}_{j+\frac{3}{2}} + w_3\psi_3 H^{+A_2}_{j+\frac{3}{2}}$$

式中 $H^{+A_1}_{j+\frac{1}{2}}=F^+_j+\frac{1}{2}\Delta F^+_{j-\frac{1}{2}}\quad H^{+B_1}_{j+\frac{1}{2}}=F^+_j+\frac{1}{2}\Delta F^+_{j+\frac{1}{2}}$

$$H^{+A_2}_{j+\frac{1}{2}}=F^+_j+\frac{1}{2}\Delta F^+_{j-\frac{1}{2}}+\frac{1}{3}\left(\Delta F^+_{j+\frac{1}{2}}-\Delta F^+_{j-\frac{3}{2}}\right)$$

$$H^{+B_2}_{j+\frac{1}{2}}=F^+_j+\frac{1}{2}\Delta F^+_{j-\frac{1}{2}}+\frac{1}{3}\left(\Delta F^+_{j-\frac{1}{2}}-\Delta F^+_{j-\frac{1}{2}}\right)$$

$$=F^+_j+\frac{1}{2}\Delta F^+_{j+\frac{1}{2}}-\frac{1}{6}\left(\Delta F^+_{j+\frac{1}{2}}-\Delta F^+_{j-\frac{1}{2}}\right)$$

$$H^{+C_2}_{j+\frac{1}{2}}=F^+_j+\frac{1}{2}\Delta F^+_{j+\frac{1}{2}}-\frac{1}{6}\left(\Delta F^+_{j+\frac{3}{2}}-\Delta F^+_{j+\frac{1}{2}}\right)$$

$$\Delta F^+_{j+\frac{1}{2}}=\Delta F^+_{j+1}-F^+_j$$

$$w_i=\frac{x_i}{x_1+x_2+x_3}\quad x_i=\frac{c_i}{(IS_i+\varepsilon)^p}\quad (i=1,2,3)$$

$$IS_1=\Delta F^{+2}_{j-2}\qquad IS_2=\frac{1}{2}\left(\Delta F^+_{j+\frac{1}{2}}+\Delta F^+_{j-\frac{1}{2}}\right)^2\qquad IS_3=\Delta F^{+2}_{j+\frac{1}{2}}$$

$$(c_1,c_2,c_3)=\left(\frac{1}{10},\frac{37}{60},\frac{17}{60}\right)$$

$$(\varphi_1,\varphi_2)=\left(\frac{5}{6},\frac{25}{37}\right)\qquad(\psi_2,\psi_3)=\left(\frac{5}{37},\frac{5}{17}\right)$$

$$\varepsilon=10^{-5},\ p=4$$

以上仅列出了一维 Euler 方程的求解格式,对于三维 N—S 方程,每个方向上的对流项都可用类似方法给出其计算格式,其粘性项可用中心格式计算。

当计算格式确定后,根据格式的精度和求解域的 Reynolds 数,由第二部分的网格原则,可设计计算网格。应该指出的是,如果我们用网格原则来检验文献中求解 N—S 方程时所用的网格,我们发现,所有的文献,由于在物面法向均采用了网格加密技术,在物面法向,网格间距的原则可以满足。但是有些文献,由于流向和周向网格太粗,两个方向上的网格原则均不满足,这些文献,表面上是求解完全的 N—S 方程,而实际上仅相当于求解薄层近似方程。另有些文献,仅流向不满足网格原则,这时它相当于求解抛物化 N—S 方程。

当网格和内点格式确定后利用第二部分的边界控制方程,可采用与内点格式大体精度一致的格式进行边界计算。

网格、内点格式和边界格式确定后,就可对问题进行数值求解。当三维物体的粘性绕流其数值解利用 N—S 方程求出后,为了分析流场结构和机理,可以按照第三部分给出表面极限流线方程和横截面流线方程作出其表面流态和横截面流态图。根据第三部分给出的表面流的拓扑理论,可以分析和识别分离线、附着线、分离线的性状、分离线和附着线上的奇点分布及表面流的奇点分布。根据第三部分给出横截流态的拓扑规则可以分析和识别截面轮廓上、截面对称线上以及整个横截面上的奇点分布、奇点数、分离和旋转的性状。表面流和横向流的拓扑规则还有以下重要作用。第一,用来检验数值结果的正确性,如果数值计算给出的流态不符合拓扑规则,就不能认为计算结果是正确的。第二,可以弥补数值结果的不足。由于计算网格和计算方法等的限制,在很多情况下,清晰和准确地给出表面流和横向流的各个奇点的性状以及流动细节是困难的,拓扑结构理论可以帮助辩识这些奇点和细节,例如,可以指出缺少的奇点数及其性状。第三,可以帮助设置网格。例如对于拓扑结构预测的旋涡中心以及数值结果没有

清楚显示出来的奇点处，应局部加密网格把它们清楚显示出来。

当横向流的拓扑结构给出后，利用结构稳定理论可以判定这些结构是不是稳定的。例如对于细长体有攻用对称绕流($Ma_\infty=2$)，我们发现，当迎角由小增加到某临界值时，背风对称线的这条截面流线上，会同时出现两个鞍点，此时横向流的拓扑结构就不稳定了，对称分离形态立即转变为非对称分离形态[19]。用这种理论确定的临界迎角，恰好和实验得到的对称流到非对称转变的临界迎角一致。

已有大量数值模拟结果证明，与物理分析相结合的数值模拟是成功的、有效的，篇幅的限制这里仅举几个例子。

图 2 是宗文刚利用他建立的 2 阶和 5 阶混合的紧致格式以及 2 阶 NND 格式关于激波在突扩管道内传播的计算结果。激波在管道进口的 $Ma_s=2$，管道直径扩张比为 2，出发方程为 Euler 方程，根据网格准则，要获得满意的结果，高阶混合格式的网格应为 1000×200(流向和径向)，而 NND 格式的网格应为 2000×400，图 2 是某一瞬时的等密度线分布，可以看出，粗网格的高阶紧致混合格式和细网格的 2 阶 NND 格式，可得到一致的结果，其被捕捉的激波波系结构十分清晰，激波的厚度也是小的，但如果用粗网格的 NND 格式进行计算，流场的细节不如前面给出的结果清晰，激波的厚度也比较宽。

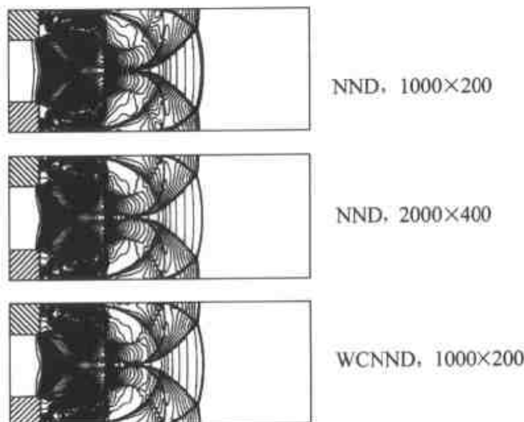


图 2　激波在突然扩张管道内的传播，等密度线分布，$Ma_s=2$，$H/h=2$

图 3 是宗文刚关于钝锥有迎角绕流的热流和表面极限流线的计算结果，出发方程为 N—S 方程，迎角 $\alpha=20^\circ$。计算取 2 阶和 5 阶混合的紧致差分格式。取两种网格分布，一为 $75\times19\times61$(流向、半周向和法向)，另一为 $75\times37\times61$，后者满足网格准则。可以看出，对于后一种网格，他得到了和实验很一致的热流分布，并且二次分离线也可计算给出。而当采用不符合网格准则的粗网格时，热的结果就与实验不一致，并且还不能给出二次分离。图 4 是黎作武利用 NND 格式，关于双椭球外型绕流的计算结果，$Ma_\infty=8$，$\alpha=0^\circ$相应于 60km 高空的条件，出发方程为 N—S 方程。图中给出了俯仰子午线上的压力和热流分布(上表面)，并和实验结果作了对比，黎作武研究指出，计算和实验差别明显的区域，正好是那里采用的网格不符合网格准则。图 5 是黎作武利用 NND 格式关于飞船绕流的计算结果，出发方程为 N—S 方程，图 5(b)给出了气动力系数分布，计算和实验相当一致。图 5(a)和图 5(c)是在拓扑分析理论指导下画出的表面流态和横截面流态图，可以看出流场的拓扑结构是清晰的。图 6 是李沁等利用他们发展的 2 阶和 4 阶混合格式关于超声速混合层空间演化问题的计算结果，出发方程为 N—S 方程，对流马赫数 $Ma_c=0.5$，进口速度分布为

$$u=\frac{1}{2}(U_1+U_2)+\frac{1}{2}(U_1-U_2)\mathrm{th}y+u'$$

$$v=0+v'$$

这里 U_1，U_2 均大于声速，u'，v'是已知的 t 的周期小扰动函数，计算域的长宽比 $L/H=256/70$，$Re_L=2.1\times10^4$。根据网格准则，网格取 1515×451。为了考查扰动速度 u'，v'的影

响，在进口选取了单频扰动（$\omega=0.3387$）和双频扰动（$\omega_1=\omega,\omega_2=\frac{1}{k}\omega$，　其中 $k=2,3,4,\cdots$）

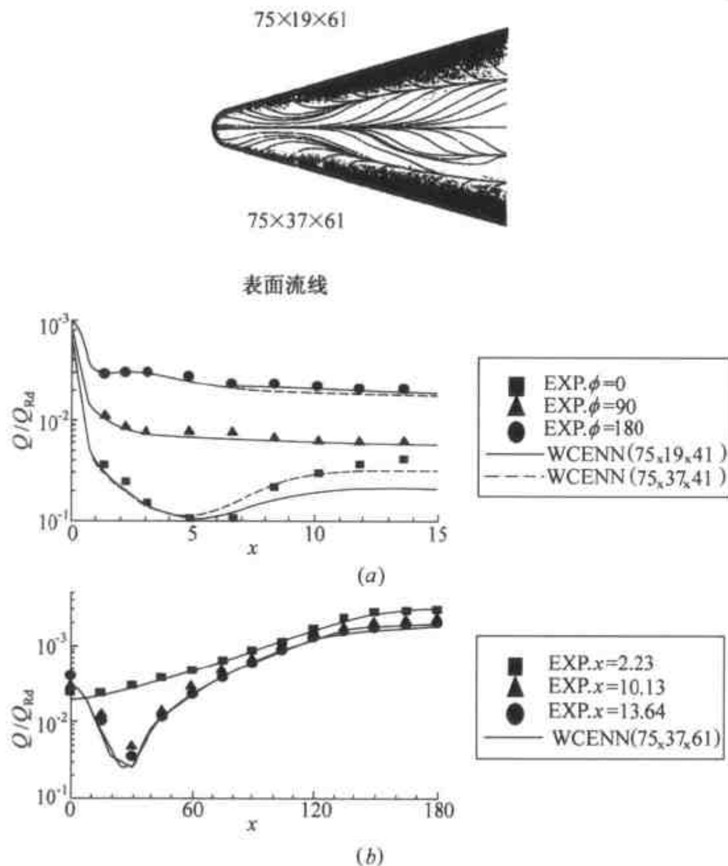


图 3　钝锥绕流的表面流线和表面热流分布 $Ma_\infty=10,\alpha=20°$

（a）流向热流分布；（b）周向热流分布。

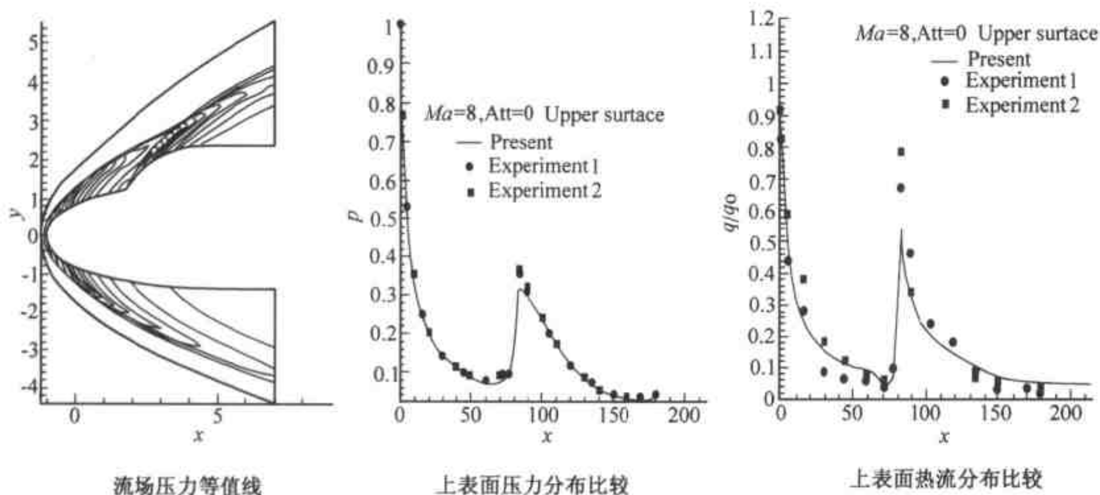
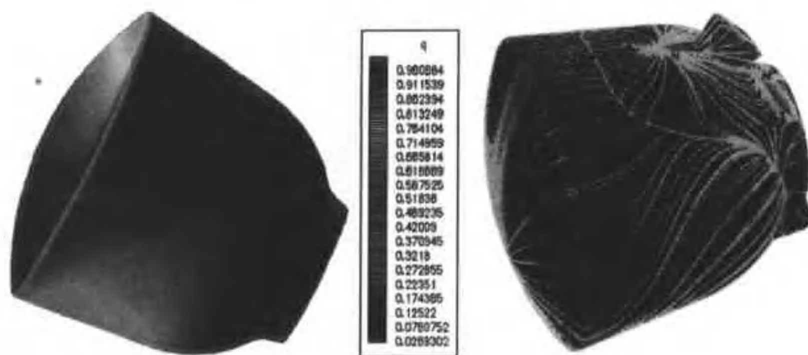
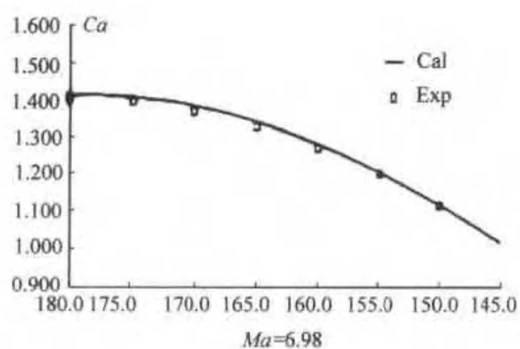


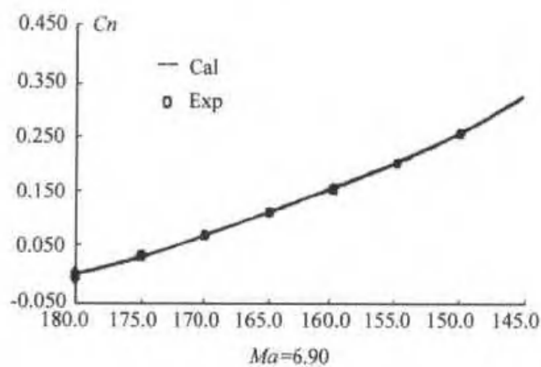
图 4　双椭球外形绕流的上表面的压力和热流分布，

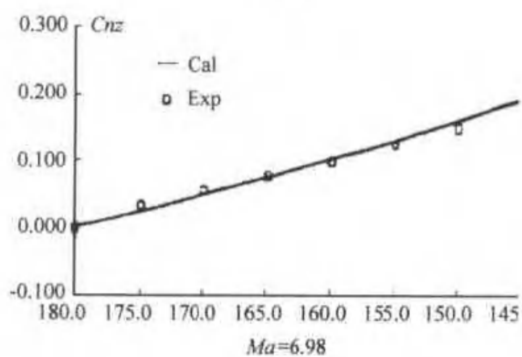
$Ma_\infty=8,\alpha=0°$，60km 高空的来流条件


q
0.960884
0.911539
0.862394
0.813249
0.764104
0.714959
0.665814
0.616669
0.567525
0.51838
0.469235
0.42009
0.370945
0.3218
0.272655
0.22351
0.174365
0.12522
0.0760752
0.0269302

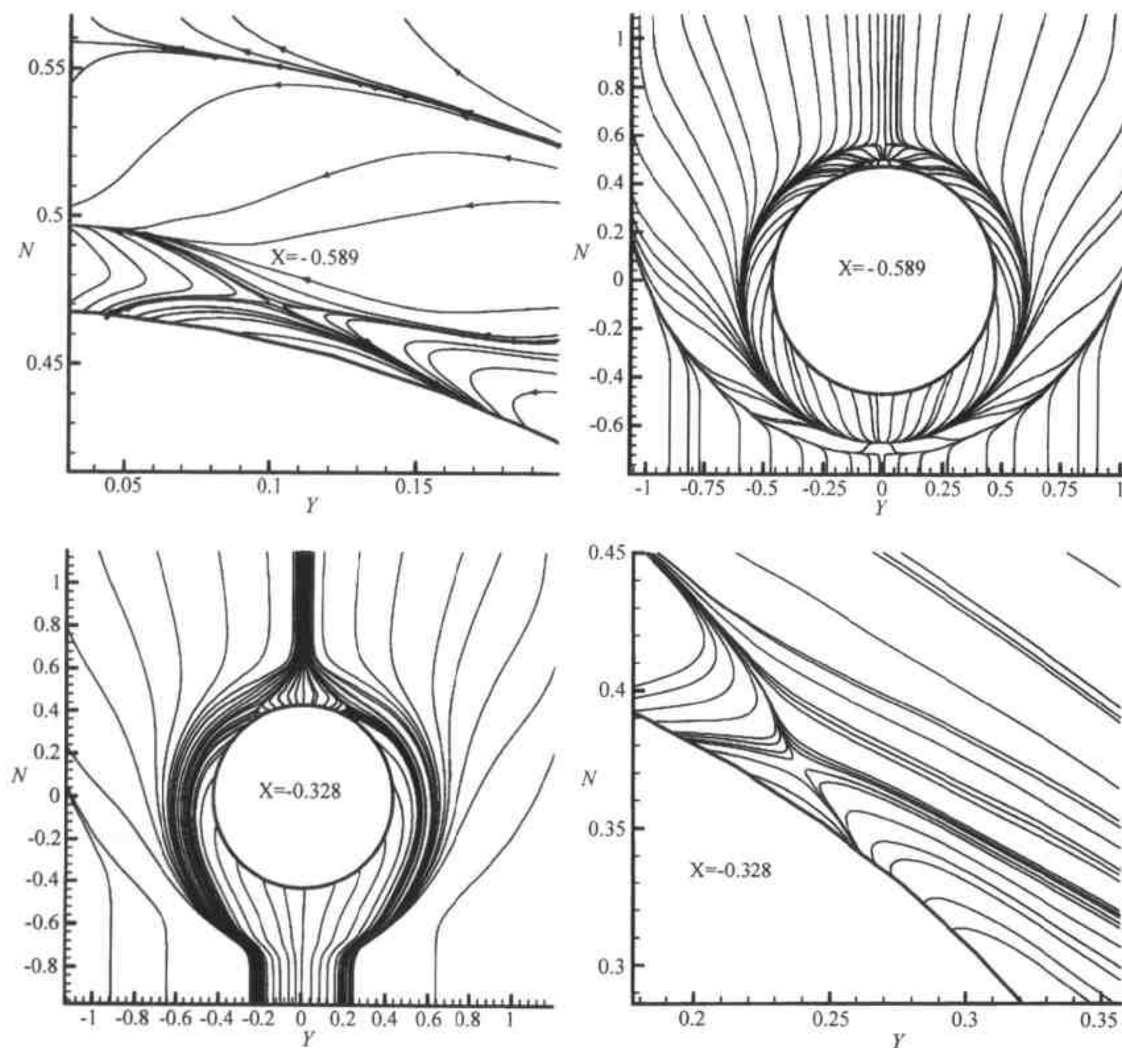
(a)


Ca
Cal
Exp
1.600
1.500
1.400
1.300
1.200
1.100
1.000
0.900
180.0 175.0 170.0 165.0 160.0 155.0 150.0 145.0
Ma=6.98


Cn
Cal
Exp
0.450
0.350
0.250
0.150
0.050
-0.050
180.0 175.0 170.0 165.0 160.0 155.0 150.0 145.0
Ma=6.90


Cnz
Cal
Exp
0.300
0.200
0.100
0.000
-0.100
180.0 175.0 170.0 165.0 160.0 155.0 150.0 145
Ma=6.98

(b)



(*c*)

图 5　飞船有迎角的粘性绕流

(*a*) 飞船的表面热流云图(光体)以及典型的表面油流(凸出物);

(*b*) 气动力系数随迎角的变化和实验结果的比较;(*c*) 飞船截面流线形态。

等不同情况。计算获得了如下结果。

① 由进口向后,在单频扰动情况下($\omega = 0.3387$),在进口下游相当长的距离内,剪切层的流动一直保持单频周期运动的形态。但在离进口更远的下游沈青的计算发现(他用的是 3 阶精度格式),出现猝发现象,有大的扰动间频出现,以后流动会变成周期、准周期、甚至混沌运动(见图 6(*a*)~(*d*))。

② 若在进口存在两种周期扰动($\omega_1 = \omega \quad \omega_2 = \frac{1}{k}\omega$),在离进口一定距离后,当 $k = 2$ 时,出现两涡合并,$k = 3$ 时出现了三涡合并,当 $k = 4$ 时,出现四涡合并。借助于拓扑分析理论,上述现象可清晰地显示出来(见图 6(*e*),(*f*))。

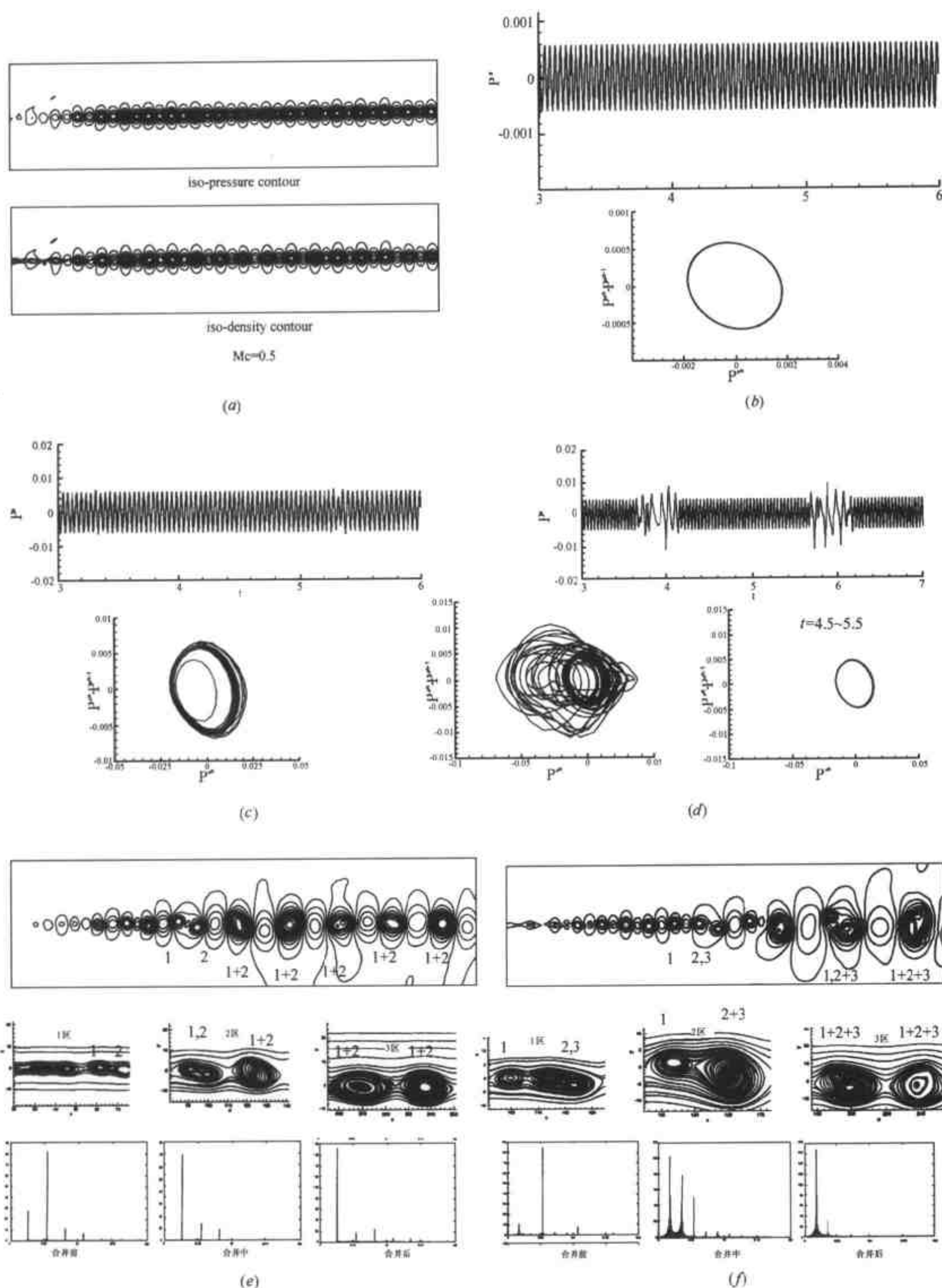


图 6　超声速混合层的演化，$Ma_c=0.5$，进口为单频及双频扰动

(*a*) 进口为单频扰动时，$x/L<2$ 处，某时刻的等压线和等密度线(李沁)；(*b*) 压力随时间的变化及相图，$x/L=2$(沈青)；(*c*) 压力随时间的变化及相图，$x/L=2.4$(沈青)；(*d*) 压力随时间的变化及相图，$x/L=2.48$(沈青)；(*e*) 进口为双频扰动 $\left(\omega,\frac{1}{2}\omega\right)$ 的等压线流线及频谱(李沁)；(*f*) 进口为双频扰动 $\left(\omega,\frac{1}{3}\omega\right)$ 的等压线流线及频谱(李沁)。

4 简单的结语

根据计算流体力学发展中存在的问题，指出发展与物理分析相结合的计算流体力学是一重要方向。数值模拟和物理分析相结合，可给出设计差分计算格式的原则和方法；可给出与流动特征和差分格式精度相匹配的网格间距的决定条件；可给出与内点计算相协调的边界处理方法；还可以给出分析流场拓扑的拓扑理论。物理分析和数值模拟相结合使我们建立了计算流体力学的新体系。大量的应用研究表明，依此体系开展数值模拟是有效和成功的。因此将物理分析和数值模拟结合起来是完全必要的。

参 考 文 献

1 Rizzi A, Vos J. Toward establishing credibility in computational fluid dynamics. AIAA J, 1998, 36, 5

2 Oberkampt WL, Blottner FG. Issues in computational fluid dynamics code verification and validation. AIAA J, 1998, 36, 5

3 Jameson A, Martinelli L. Mesh refinement and modeling errors in flow simulations AIAA J, 1998, 36, 5

4 Roache PJ Verification of code and calculations AIAA J, 1998, 36, 5

5 Olymick D, Tam T. Trajectory based validation of shuttle heating environment. J of Spacecraft and Rockets, 1997, 34, 3

6 Mosecheffe J M, et al. Detailed numerical investigation of supersonic flows separation. AIAA 94-2384, 1994

7 Gnoffo PA, et al. Computational aerothermodynamic design issues for hypersonic vehicles. J of spacecraft and Rockets, 1999, 36, 1

8 Hayder ME et al. Toward perfectly absorbing boundary conditions for Euler equations. AIAA J, 1999, 37, 8

9 Josyula E. Computational simulation improvements of supersonic high angle of attack missile flows. J of Spacecraft and Rockets J, 1999, 36, 1

10 Zhang HX. The exploration of the spatial oscillations in finite difference solutions for Navier stokes shocks. Acta Aerodynamica Sinica, 1984, 12, 1

11 Zhang HX, Zhuang FQ NND schemes and their applications to numerical simulations of two and three dimensional flows. Advances in Applied Mechanics, 1992, 29

12 Zhang HX, et al. On construction of high order accuracy difference schemes. Acta Aerodynamica Sinica, 1998, 16, 1

13 Zhang HX. On problems to develop physical analysis in CFD, 4th Asian CFD conference, September 18-22, 2000. MianYang China.

14 Zhang HX, et al. Problems about grid and high order schemes. Acta Mechanica Sinica, 1999, 31, 4

15 Li Q, Zhang HX, Gao S A hybrid fourth scheme, boundary condition based on characteristic and their application. Acta Mechanica Sinica, 2000, 18, 2

16 Zhang HX. Numerical simulation of three dimensional separated flow and applications of topological theory. Advances in Science of China, Mechanics, 1991, 1

17 Zhang HX. Cross flow topology of three dimensional separation flows and vortex motion. Acta Aerodynamica Sinica, 1997, 15, 1

18 Zhang HX, Guo Y. Topology of flow pattern on cross section perpendicular to surface of revolutionary body. Acta Aerodynamica Sinica, 2000, 18, 1

19 Zhang HX, Kan Z. On the structured stability of the flows over slenders at angle of attack. Acta Aerodynamica Sinica, 1997, 15, 1

20 Li Q, et al. Numerical simulations on supersonic shear layer flows. Acta Aerodynamica Sinica, 1999, 17, 4

21 宗文刚，张涵信. 基于 NND，ENN 格式的高阶紧致格式. 空气动力研究文集，1999，8

流固耦合力学研究与应用进展

崔尔杰
(北京空气动力学研究所，北京 100074)

摘要 简要介绍流固耦合力学的发展概况，回顾在航天飞行器研制中所遇到和解决的若干主要流固耦合问题并对当前发展中的几个前沿领域进行了讨论。

关键词 流固耦合，空气弹性，主动控制，非线性，设计优化

引 言

流固耦合力学是研究变形固体在周围流场作用下的各种行为以及固体位形对流场影响二者相互作用的一门交叉科学[1]，其研究内容涉及流体、固体、动力学、控制等多种学科领域，在航空、航天、土木、船舶、水利、石油、化工、机械、动力以及生物工程等众多方面有着广泛的应用背景。

在航空技术发展的初期阶段，1903 年 Langley 单翼机因气动弹性引起的静力发散而导致机翼断裂坠毁，引起人们的重视，开始了对气动弹性问题的研究，1934 年 Theodorsen 建立的非定常气动力与颤振理论，成为经典空气弹性力学发展的一个里程碑[2]。与此同时，1933 年 Westergaard 关于重力坝动水压力荷载问题的研究，则被认为是水工建筑方面流固耦合研究的开端[3]。1940 年美国 Tacoma 吊桥因风激振动而倒塌，1965 年英国 Ferrybridge 电厂八座冷却塔群中的三座，在不太高的风速下被摧毁，引起人们极大关注与兴趣，吸引了一大批学者对此进行研究，逐步形成了风工程这一新的学科分支[4]。船舶流固耦合问题的研究是 20 世纪 40 年代中期由 Haskind 等人开始的[5]，当时还只是考虑刚性船体与流体相互作用，进人 50 年代以后，大量研究工作才涉及到船体的弹性变形，到 1979 年 Bishop 和 Price《船舶水弹性力学》一书的出版，把水弹性力学研究推向新阶段[6]。

充液管道和储液容器流固耦合振动问题的研究是由苏联学者 Feodosev[7] 和 Moiseev[8] 等人在 20 世纪中叶开创的。由于大量工程实际需求的推动，在随后的年代里这方面工作一直在迅速发展。叶轮机械的流固耦合研究高潮起始于 20 世纪 50 年代，当时所遇到的轴流压气机叶片失速颤振和压气机转子的堵塞颤振，成为研制中的一个主要障碍，引发了一系列深人的研究工作，70 年代中期 IUTAM 一次专业会议后，叶轮机械空气弹性力学作为一个新的独立学科分支正式确立[9]。

以上种种，连同其他一些文中未能一一提及的研究工作，构成了流固耦合力学的丰富研究内容。其中，航空航天飞行器的空气弹性和其他流固耦合问题的研究，始终占据着很大比重和较为重要的地位。

空气弹性力学[10]是现代飞行器研制中必须考虑的一个重要问题。经典空气弹性力学只是研究作用于飞行器结构上的弹性力、惯性力及空气动力间的相互作用，以及由此引起的各种

静态、动态稳定性及结构响应问题。进入超声速和高超声速飞行后，情况变得更加复杂，高温环境引起的热效应，对于空气弹性有重要影响，考虑这一因素后，出现了“空气热弹性”[11]。此外，制导和控制系统的特性可以大大影响空气弹性，结构弹性变形与控制系统间的耦合作用也日趋严重，因此，又出现了“空气伺服弹性”(Aeroservoelasticity)[12]这一新的学科分支。空气弹性力学研究领域逐步扩展，涵盖的内容不断扩大，日益丰富。

本文以下的讨论将主要集中于有关航天飞行器方面的问题。

1 历史的回顾

在我国航天事业发展的初期阶段，钱学森院士就高瞻远瞩地提出要建立一支专业技术队伍，开展航天飞行器空气弹性和其他流固耦合问题的研究。1960 年由当时航天系统的结构强度与环境研究所和北京空气动力研究所，集中了一批科技人员，成立联合课题组，开始进行这方面的研究。以后，各型号设计部门也相应组织起自己的队伍，密切结合型号研制需要，进行空气弹性分析与设计工作。四十年来，在型号需求和专业发展的双重推动下，研究工作取得很大进展，解决了大量各类实际问题，为型号研制做出了应有的贡献。现将研究中涉及的主要问题及取得的结果做一概要的回顾。

1.1 翼面颤振[13,14]

导弹类外型大都采用小展弦比薄翼和板式整体结构，飞行速度和动压范围与一般飞机有所不同，其颤振特性也具有自己的特点。为此，发展和建立了多种小展弦比翼面非常气动力计算方法和程序，进行了大量结构动态特性和颤振分析计算，并在低速和跨、超声速风洞中进行了动力相似和简化缩尺模型试验。研究结构表明：①颤振临界状态可能不在跨声速区而出现在较低的超声速马赫数；②与一般低速颤振不同，存在一种振幅急剧增大而破坏的突发性颤振模式；③对于很薄的整体翼，大变形的非线性效应可引起极限环振荡。

1.2 操纵面颤振与防止措施[15,16]

对带有操纵面的机翼和全动式舵面进行了大量理论计算和风洞试验，并深入研究了防止操纵面发散、反效和颤振的各种可能措施，研究结果表明：带有操纵面的机翼颤振特性出现复杂变化，颤振主要形式除主翼面弯—扭耦合外，还会出现主翼弯扭和操纵面偏转等多自由度耦合情况，也可能出现单自由度嗡鸣。过去飞机上广泛采用的质量配平防颤振措施，对于薄翼面并非最好途径，提高操纵系统刚度，对防止发散，反效和颤振是普遍有效的，将气动中心移到转轴之后可有效防止发散，采用活动间隙和刚度都满足一定要求的所谓“不可逆”操纵面，从空气弹性角度看是非常有利的。

1.3 细长弹体动力发散与颤振[17,18]

按刚性设计的静稳定弹体，由于气动弹性影响，在飞行中可能变为不稳定的，为此，建立了沿细长弹体有多个集中升力载荷的导弹外形的动力发散与颤振计算方法，并进行了型号设计计算。对带有翼面和舵面的复杂飞行器外形，各部件之间存在严重的气动干扰，对此提出一种能考虑气动干扰的空气弹性分析方法，后来又对此方法做了发展，在结构分析方面引入分支模态法，可同时考虑全弹刚体运动和弹身、弹翼、尾翼弹性振动等多种自由度结合，合理考虑了部件干扰和下洗影响并提出了一种适合于多自由度颤振临界参数计算的限制增量渐近搜索法，成功地预测了多种型号的全弹颤振。

1.4 大型运载火箭跨声速抖振[19,20]

对于机翼抖振问题，在航空气动力界已有广泛深入的研究，但对于具有锥/柱外形的细长火箭弹体，跨声速飞行时，由于气流在锥/柱结合部形成附体与分离交替变化的流态，在靠近头锥部的柱段区会出现前后振荡的激波，造成很强的局部脉动压力，导致火箭弹体抖振的发生。为了解决这一问题开展了跨声速风洞试验和相应的理论分析工作，获得了不同参数条件下的流态分类特征、抖振脉动压力及其功率谱密度数据，发展了气动阻尼数值计算和试验测量方法，建立了抖振响应的分析预估程序并探讨了减弱和抑制抖振响应的措施，解决了型号研制中的一项关键技术问题。

1.5 地面风载和风激振动[21,22]

大型运载火箭在地面竖直发射时，可能经受强风作用，引起很大的结构风载荷，激起结构振动，产生附加的根部弯矩，成为火箭结构设计中必须考虑的载荷条件之一。火箭在主动段飞行时可能遭遇到高空风，包括随机阵风和风剪切，形成附加风载荷，引起姿态角变化和弹道偏离。为了解决这一问题，进行了理论分析和风洞模型试验研究，获得广泛雷诺数范围内，风引起的弹体气动载荷、火箭风激振动特性、特别着重研究了雷诺数影响、头部三元效应和不同风速、风向下邻近物体(如发射架)和结构参数变化和影响，研究并提出了抑制和减小风激振动响应的有效方法。

1.6 弹性变形与控制系统耦合导致的不稳定[23,24]

在型号研制的初期阶段就遇到过此类问题。一个按照刚性结构设计是稳定的飞行器，在实际飞行中，由于弹性变形的影响，可能变为不稳定。有两种可能的形式即：结构发散、颤振等动力不稳定或者飞行失稳、失控。

由于一般控制系统的反馈环节是姿态角、舵面或其他控制装置的偏角传感器，在它们安装位置的弹性变形将给出虚假信号。此外，结构振动变形所产生的附加非定常气动力，尤其是气动刚度和气动阻尼项，将对控制系统稳定性产生很大的影响。

通过对弹体结构动力学分析，计算出起主导作用的振动模态和频率，据此合理选择传感器位置，以及在控制回路中附加适当的阻尼镇定环节和调整系统的各种动力学参数，可使此类问题获得满意的解决，在此过程中，已知系统特性和外部激励，预示系统响应的理论建模正方法和以系统响应信号实测和分析为基础，对系统参数进行识别和改进完善的反方法，成为相辅相成的有效手段。

1.7 动力装置的低频振动[25]

这是动力装置结构与流体相互作用产生的振动现象，包括结构整体与管泵系统液体脉动压力耦合振动和局部结构与液体脉动压力相互作用引起的振动两种情况，其频率一般在10～20Hz之间，它们的出现不但加重了动力装置的低频振动环境而且可传至陀螺平台或减振器系统，成为增大原已存在的液路系统主振动的重要原因之一。

通过理论分析、地面试验和多次飞行试验，采取了多项相应的工程措施，有效地抑制了这种危害性极大的低频振动。

1.8 充液管路和充液弹性储箱的动特性[26]

这一问题对大型液体火箭具有十分重要的意义。对输液管道，一般简化为梁或壳体模型并考虑其支撑弹性影响。在充液储箱中的液体晃动与储箱的几何形状、内部结构、充液量和安装布局等因素有关。分析中，经常采用两种方法，一种是将液体作为固化的分布或集中质量；

另一种则是将储箱和液体分别看成两个独立的系统,进行流固方程的耦合求解。对于带有充液储箱飞行器的飞行稳定性问题也进行过分析和计算,给出与实际情况相符的结果。

1.9 POGO振动分析和预防[27]

POGO是大型液体火箭的结构纵向振动与推进系统相互作用而产生的一种不稳定自激振动,虽然其发生概率并不大,但对于火箭的飞行安全具有极大的危害。通过对全箭纵向振动特性(模态、频率、阻压等)以及推进剂输送管路系统和发动机动态特性的试验和理论计算,防POGO蓄压器的设计研制、以及其变频降幅效果的理论分析与试验测定,稳定性判定及参数不确定性影响的分析,成功地解决了这一问题,并通过与飞行遥测参数的分析比较,对方法进行了考验。

此外,在型号研制过程中还遇到和解决了其他一些流固耦合方面的问题,如仪器舱的外压失稳,空气动力噪声和声激振动等等,这里不拟再做详细讨论。

2 研究与应用进展

随着现代高机动性飞行器的发展、先进结构和功能材料的大量使用,控制系统精细化和高效化以及计算机技术的突飞猛进,向流固耦合力学提出了许多挑战性课题也为其提供了进一步发展的广泛可能性。以下将就流固耦合力学当前和今后发展中的几个重要前沿研究领域及其应用方面的问题做进一步讨论。

2.1 流固耦合非线性问题研究

基于线性化结构和流体动力模型建立的一整套流固耦合问题的分析处理方法,过去,在解决实际工程问题中发挥了重要作用,今后仍将有其广泛的应用场所。但是,现代飞行器对大迎角高机动飞行,甚至具有过失速机动能力的要求,气流分离、旋涡干扰等现象的出现使气动力进入严重的非定常和非线性状态,材料性能、利用效率和结构设计水平的提高,飞行器外形和操纵面的多样化和复杂化,以及操控系统设计的日益完善,带来了大量的结构非线性因素。因此,各种非线性流固耦合振动现象大量出现,如幅值跳跃、参数不稳定、内部共振、极限环和饱和现象等等。非线性问题不仅会使产生动不稳定的临界速度变得比线性理论预示的结果更低,而且常常会引起运动形态的改变,如极限环和混沌状态的存在,成为导致结构疲劳破坏的重要原因,因此对非线性问题的研究不但具有理论意义,而且对工程问题也有现实的重要性[28]。

迄今为止,在各类飞行器上已经遇到的非线性空气弹性不稳定现象是多种多样的,包括:跨声速机翼的非线性颤振,激波振荡和流动分离诱导的抖振,动态失速以及翼前缘分离和体涡引起的尾翼抖振,直升机旋翼非线性动不稳定,机翼大变形影响,非线性弯-扭效应,干摩擦,旋转间隙,非线性结构阻尼作用下的颤振等。对这类问题的研究形成了近年来空气弹性问题研究的热点。

20世纪90年代初期,Dowell在《非线性空气弹性》一文中[29],以纵向压缩变形和横向位移间存在非线性关系的薄板颤振、跨声速翼型颤振和钝物体旋涡脱落诱发横向振动等三个具有代表性的例子,详细讨论了气动力和结构非线性引起的流固耦合振动的典型特性,分析了三种不同的描述方法:即完全线性模型、动力线性模型(静态特性采用非线性描述而动力特性做线性化处理)和完全非线性模型,在解决流固耦合问题时的适应范围,具体给出了出现极限环振动和进入混沌状态的参数条件,并且指出:在非线性条件下,流固耦合振动系统,可能出现多

个动力平衡状态,它们对系统参数和初始条件有紧密的依赖关系。

文献[30]以直升机旋翼叶片作为对象,研究了作挥舞和俯仰运动时的非线性颤振不稳定性和失速响应问题,考虑了仅结构是非线性的,仅气动力是非线性的和结构与气动均为非线性的三种不同情况,得到的主要结论是:结构和气动力非线性作用常导致极限环颤振、其幅值依赖于自由流速度、初始俯仰角和其他运动参数,而运动形态(周期、准周期或混沌)对初始扰动非常敏感,因此在研究该类问题时要非常小心地处理初始条件。在运动接近颤振边界时或者进入失速状态后,都会出现"混沌"运动,在下极限颤振点附近,混沌运动特性主要由结构非线性因素所主导;在上极限颤振点附近,气动力非线性将起主导作用。当满足混沌运动的条件后,不管是挥舞运动还是俯仰运动都可能进入混沌状态,但俯仰运动将占主导地位。文献[31]对于一个具有非线性结构特性,可以做俯仰和浮沉二自由度运动的机翼模型做了理论和试验研究,结果表明,对于这样的非线性系统,可能发生阻尼衰减响应,间隙性混沌、极限环和颤振等四种运动形态。在较低的速度下,系统处于衰减振动状态,当速度增至某一临界速度后,系统将进入不衰减的自持状态,所对应的幅值有界的振动可能是极限环的或者混沌的。极限环是由有限个频率和幅值的周期性振动组成,混沌运动是非周期的,它包括许多不同频率和周期,随着速度的进一步增加,达到另一临界速度后,系统振动将变为发散的。

近年来,复合材料机翼和带有主动控制系统机翼的非线性空气弹性不稳定研究成为人们关注的问题,使非线性空气弹性研究领域日益扩大和深化。非线性空气弹性问题的研究虽然已经取得很大进展,但尚待进一步解决的问题还很多,例如:非线性动力学和空气动力简化模型表示方法的完善;动力学分析和动稳定预示方法的改进;非线性流固耦合问题的直接数值模拟,非线性流固耦合参数影响的分析、结合工程应用需求对抑制非线性不稳性方法的探索等等。

2.2 复合材料结构的空气弹性剪裁和优化设计

充分利用材料的高性能,最大限度减轻结构重量,始终是飞行器设计中追求的重要目标。复合材料以其重量轻,比强度和比刚度高以及机械性能的可设计性与可剪裁性而在众多工程领域,特别是航空航天领域中得到日益广泛的应用,并由此引发了结构设计概念的重大变化。复合材料结构的动力学和空气弹性特性以及优化设计也自然地成为人们关心和研究的重点之一。美国早在 20 世纪 70 年代初期就开始了这方面的研究,包括理论和试验两个方面,并提出了"空气弹性剪裁"(Aeroelastic Tailoring)的概念[32]。

复合材料一般是由基体材料与增强纤维复合而成的,叠层板就是其中最常见和应用广泛的一种。所谓空气弹性剪裁就是通过合理选择基体材料、纤维排布方向和厚度以及铺层顺序等,使之满足预期的性能要求,达到减轻结构重量,增加承载能力并最终使飞行器性能得到改善的目的。从空气弹性角度来看,复合材料还有一个显著特点,那就是它的方向性。人们可以通过特殊的设计,使结构在弯曲和扭转方向具有不同的刚度,控制不同方向的变形和调整其间的固有振动频率比,可以对其空气弹性特性进行控制,使颤振等不稳定运动状态在飞行参数包络范围内得到抑制。此外,通过控制结构弯、扭方向的变形,还可以有效改变翼面气动载荷分布,改善操纵面的效率,以及有效改变翼面气动力压心在纵向和横侧的位置分布,改进飞行稳定性。利用复合材料特性的优化设计或者说利用其各向异性特性,按照某种要求进行剪裁,可得到满足各种限制条件(如强度、发散和颤振临界速度等)的最小重量设计,也可以保证在气动升阻比、操纵效率、载荷分布等方面得到最有利的弯—扭或挠曲变形状态。

一个完整的空气弹性优化过程包括:结构分析、气动矩阵的建立,优化控制律的设计、空气

弹性不稳定分析、系统优化算法和参数敏感性分析等全过程，对于外形较为复杂，影响参数较多的实际复合材料结构，其中每一个步骤都涉及许多复杂而困难的技术问题。目前公开发表的文章大都是针对矩形均匀平板梁式翼面或其他理想化模型进行的。在优化算法方面有很大发展，先后提出了多种多样的具体方法，如叠层板参数图法、整体规划算法、递推平方算法、近似微商牛顿方法、多级优化算法、遗传算法等等。美国还为此发展了一些优化计算程序，如TSO，I-DESIGN 和 NEWSUMT 等。这里不可能做详细讨论，有兴趣者可参考有关文献[33,34,35]。

在这方面今后还有许多工作有待进行，例如：对我国实际应用的复合材料特性，包括材料的等效模量（刚度）、拉压强度、层间应力、材料界面形状影响以及动态特性等进行分析，以建立更符合实际的结构动力学模型，深入研究结构性能及变形形态与复合材料特性和结构参数的定量化关系，建立满足空气弹性要求的材料和结构的有效设计手段，发展优化设计算法，建立自己的优化算法程序并进行验证等等。

2.3 空气伺服弹性和颤振主动抑制

空气伺服弹性是一个涉及飞行器柔性结构，非定常气动力和飞行控制系统相互作用的交叉研究领域。对于带有控制系统的飞行器来说，飞行过程中弹性力、惯性力与控制力相互作用，可能导致结构振动或飞行状态的不稳定。美国 YF-16、F-18 飞机和其他型号发展的早期阶段就曾遇到这类问题。在 YF-16 的飞行中出现了一种频率较低的反对称不稳定振荡，后来降低控制系统增益，并修改了一个通道的反馈回路，按照刚性飞机假设所进行的分析计算表明，修改后的飞机是稳定的，好像问题已得到解决。但再次试飞中却发现，始终存在着一个定态振荡。随后，对该不稳定状态，做了考虑结构柔性的飞机动力学和飞行控制系统的耦合分析，发现其间的耦合可导致飞机失稳[36]。

有关飞机空气伺服弹性问题国外已有较多研究[12]，但直到今天这方面的工作仍在继续进行。20 世纪 90 年代，美国 NASA 的 Langley 研究中心开始执行几项研究计划[37]，包括：①提高预示空气伺服弹性相互作用的模拟和分析能力；②改进结构/控制一体化设计能力和对低阶鲁棒性数字控制律的研究；③主动柔性机翼（AFW）计划；④现有空气伺服弹性分析和设计技术应用于高超声速飞行器问题的评估等等。其中主动柔性机翼计划是空气伺服弹性力学对于柔性机翼的具体应用，在 1996 年开始的该计划的第二阶段中，AFW 改称为 AAW（Active Aeroelastic Wing）。第 4 个项目，在考虑到高超声速飞行中的严重气动加热效应后，被扩展为空气伺服热弹性 ASTE（Aeroservothermoelasticity）。

主动颤振抑制（Active Flutter Suppression）是利用主动控制技术抑制或消除颤振等不稳定运动的一种方法，与早期普遍采用的被动控制方法，如增加结构刚度、改善质量平衡等相比，其主要优点是无需（或者很少）对结构做出改动，而是依靠对系统施加主动控制力来减弱甚至消除空气弹性不利的耦合效应，达到抑制颤振的目的。当然，主动控制技术的作用不仅限于此，它可以在更广的范围内用于飞机的阵风减缓，乘坐品质改善，放宽静稳定设计等方面，主动控制技术的发展从 20 世纪 70 年代开始，至今已有较长的历史，并且已进入工程实用化阶段，它的广泛应用大大推动了空气伺服弹性这一学科分支的发展。国内这方面研究起步较早，已取得很好的成果，例如可参见文献[38,39]。

空气伺服弹性研究经常面对的是两大类问题，即：对于已给定的控制系统，研究和确定系统特性及受控响应，称之为系统的分析问题；另一类是在已知系统特性和控制要求的条件下，设计能满足要求的控制系统和相应的控制律，称之为系统综合问题。经典控制理论和现代控

制理论的许多方法都可直接应用于该问题的研究。现代控制理论由于能更方便地考虑多输入多输出系统，在具体应用中显示出明显的优越性。

研究气动伺服弹性和颤振主动抑制首先要考虑的问题是，如何建立合理的 ASE 系统模型。应用现代控制理论，则要求在时域里建立状态空间模型，因此如何将结构、气动和控制系统各个环节转化为状态空间表述形式成为关键问题。

一般非定常气动力是以简谐振动形式在频率域中给出的，因此要将其转化为 Laplace 复频域内的函数表达式。早期 Jones 提出了对若干频率点值进行拟合并解析延拓到整个复平面上的想法[40]，以后 Roger[41]，Karpel[42]等人又发展了多种非定常气动力的有理函数近似式，但这些方法在计算精度、系统阶次增加以及非线性计算量和复杂性方面还分别存在着一些不足，仍有待研究改进。

在 ASE 系统模型的建立方面，经典颤振分析中经常采用的结构影响系数法，模态叠加法，甚至以有限元分析为基础的直接数值方法都可以应用。但对于这种复杂系统，如何尽可能降低模型阶数显得特别重要，基于这一考虑，模态叠加方法几乎成为首选，结合频率并合，系统降阶和能量方法的使用，可以使最终建成的模型具有较低的阶次，为设计分析提供了很大便利[43]。

在控制律设计和系统优化方面，由于颤振是一个动稳定性问题，因此控制理论中常用的一些设计、分析和稳定性判定方法，几乎都可以应用于颤振主动抑制问题，应用较多的有：古典控制论中的根轨迹法，现代控制论中的二次型优化方法以及基于能量意义的各种设计准则，这些方法在应用于不同类型的实际问题时各有优势与不足，这里不可能做细致讨论，有兴趣者可参考相应的文献[44～46]。

空气伺服弹性和颤振主动抑制是一门结合实际工程应用正在不断发展中的学科分支，在模型降阶技术，气动力的时域表示方法，控制律设计以及系统的优化算法特别是控制系统的鲁棒性、自适应性设计以及适应更广泛状态变化的变结构控制技术的应用方面还有很多工作可做。

2.4 智能结构和可变形体的流固耦合问题

这是一个新兴的研究领域。近年来，智能材料和以智能材料与控制技术相结合而形成的可变形体或自适应结构技术有了很大发展。这种形体和结构，将微小型传感器、控制线路和作动机构，设置在材料内部，形成一个整体，可以在感受到结构的外部载荷，振动变形或其他环境参数变化后，做出分析判断，然后驱动结构变形或运动，对输入信号做出响应，并将输出结果反馈给控制系统，按照预定要求实现控制动作。

这方面较为简单的应用例子是美国近年来发展的所谓动力变形前缘技术（Dynamically Deforming Leading Edge，简称 DDLE）[47]。已知在可压缩流情况下，动态失速是由前缘区域很强的逆压梯度或激波诱导分离引起的。通过安置在机翼前缘内部的作动器，可以驱动柔性的前缘蒙皮，产生所需变形，减少局部马赫数，改变压力分布来控制失速。这一技术也可用于尾翼、操纵面甚至机身，按照预定要求，改变局部外形或产生一定的弯曲或扭转，达到增升、减阻或产生附加的俯仰、滚转力矩。

还有一种是前面已经提到的主动气动弹性机翼（AAW）。这种机翼是柔性的，其上装有若干调整片或前后缘控制面，在气动力作用下可以产生足够的力，使机翼发生弯—扭变形，从面改变飞机的纵向或横侧特性，主动地产生对飞机的滚转、偏航力矩而无需靠操纵面施加力或力矩。随着微机电系统（MEMS）的发展[48]，人们可以在机翼或操纵面上布置大量的微作动板代

替常规的操纵面,这些微作动板平时贴合在机翼表面,接受到控制信号后,将产生一定的动作,微型传感器监测翼面气流参数,并通过控制系统按一定规律调整微作动板的位置,这种对气流的精确分布式控制,可以大大提高飞行器的机动性和气动效率。

上面各种技术的发展已经进入了模型试验验证阶段,这方面的进展无疑对流固耦合研究提出了新的挑战,虽然距实际应用还有相当距离,但应引起我们的注意。

参考文献

1 邢景棠,周盛,崔尔杰 流固耦合力学概述.力学进展,1997,27(1)

2 Theodorsen T General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. NACA TR496, 1934

3 Westergaard H M Water pressures on dams during earthquakes. Trans. ASCE 98, 1933

4 Simu E, Scanlan R. Wind effect on structures. John Wiley & sons, 1986

5 Haskind M D, The oscillation of a ship in still water. Izv. Akad. Nauk SSSR. Otd. Tekh Nauk 1, 1946

6 Bishop R E D, Price W G. Hydroelasticity of ship Camb Univ. Press, Cambridge, 1979

7 Feodosev R P. Vibration and stability of a pipe When liquid flows througe it, Inzhenernyi Sbornik, 10, 1951

8 Moiseev N N Introduction to the theory of oscillation of liquid-Containing bodies. Advance in applied Mechanics, 1964, 8

9 周盛等.叶轮机气动弹性力学引论.北京:国防工业出版社.1989

10 Bisplinghoff R L, Ashley H, Halfman R L. Aeroelasticity Addison-Wesley Publ Comp Inc. 1957

11 Noll T. E doggett R V, Rickett R H, Aeroservothermoelasticity-A Review Presented at Tenth National Aero-space plane Technology Sympoium, Paper No. 104, 1991

12 Noll T E. Aeroservoelasticity AIAA-90-1073CP, 1990

13 冯明溪,崔尔杰 超声速翼面颤振计算及与试验结果的比较.北京空气动力研究所研究报告,1965

14 冯明溪,贾区耀.三角形翼面超声速颤振计算.北京空气动力研究所研究报告,1964

15 冯明溪 舵面颤振试验.北京空气动力研究所研究报告,1995

16 陈文俊.小展弦比翼 操纵面系统的防颤振设计方法.系统工程与电子技术,1993,7

17 崔尔杰,唐声安.气动干扰对组合体颤振的影响.北京空气动力研究所研究报告,1964

18 杨炳渊 全弹组合体超声速颤振的一种工程计算方法.空气动力学报,1983,4

19 崔尔杰等.弹道式导弹的动态气动载荷.北京空气动力研究所研究报告,1964

20 柯李文等.运载火箭抖振特性风洞实验研究.北京空气动力研究所研究报告,1973

21 崔尔杰.大型运载火箭的风载问题.北京空气动力研究所研究报告,1978

22 莫庭芝等.导弹地面风载风洞试验.北京空气动力研究所研究报告,1967

23 陈文俊.弹体纵向气动伺服弹性发散分析.战术导弹技术,1995,1

24 崔尔杰等.弹体弯曲振动对飞行稳定性影响的分析.北京空气动力研究所研究报告,1964

25 吴碧英,李日藩,陆裕清 关于16Hz振动.航天科技会议文献 HY850320,1985

26 黄怀德.大型液体火箭的流固耦合振动.第五届全国流体弹性力学学术会议论文集,北京空气动力研究所编,1996

27 黄怀德.液体火箭的纵向耦合振动.振动工程手册下册第十五章.北京:宇航出版社.1995

28 崔尔杰.空气弹性力学非线性问题.第二届全国流体弹性力学学术会议大会报告,1987

29 Dowell E H Nonlinear Aeroelasticity AIAA paper-90-1031 CP, 1990

30 Tang D M. Dowell E H. Flutter and stall response of a helicopter Blade with structure nolinearity. J of Aircraft, 1992, 29(5)

31 Hauenstein A J. Laurenson R M Chaotic Response of Aerosurfaces with Structural Nonlinearities. AIAA 90-1034CP, 1990

32 Shirk M H, Hertz T J. Weisshaar T, Aeroelastic Tailoring-Theory, Practice and Promise. J of Aircraft, 1986, 23 Jan.

33 Weisshaar T A. Aeroelastio Tailoring of Forward Swept Composite Wings. AIAA 80-0795R. 1981

34 Dracopoulos T N. Oz Hayram, Integrated aeroelactic control optimization of laminated composite lifting surface. J of Aircraft, 1992, 29(2)

35 Visser J A P. Aeroelastic and strength optimization of a composite aircraft wing using a multilevel Approach AIAA-99-1258,

1999

36 Peloubet R P, Haller P L, Bolding R M. Recent Developments in the F-16 Flutter Suppression with active control Program. J of Aircraft, 1984, 21(9)

37 Noll t, Perry B, Gilbert M. Recent activities in aeroservoelasticity at NASA Langey Research Center. NASA TM 101582, 1989

38 Thomp0son G O. Kass G J. Active flutter Suppression-An Emerging Technology. J of Aircraft, 1972, 9(3)

39 邹从青.陈桂彬. 颤振主动抑制研究.(上)-控制律的综合研究,(下)-控制律的实验验证.第四届全国流体弹性力学学术会议论文集,1992

40 Jones R T. The Unsteady Lift of a wing of Finit Aspect Ratio. NACA R-681, 1941

41 Roger K L. Airplane Mathmatic Modeling Method for Active Control Design. AGARD-CP-228, 1997

42 Karpel M. Design for active flutter suppression and gust Alleriation Using State-Space Aeroelastic Modeling. AIAA paper 80-0766, 1980

43 Nissim E, Lottati I. An optimization method for the determination of the important flutter modes. J of Aircraft, 1981, 18(8)

44 Garrard W L, Liebst B S. Active flutter suppression using eigenspace and linear quadratic design techniques. AIAA Paper 83-2222, 1983

45 Nissim E. Recent advance in aerodynamic energy concept for flutter suppression and gust Alleviation using active controls. NASA TN D-8519, 1977

46 陈青. 弹性飞机颤振主动抑制研究. 北京航空学院博士论文,1987

47 Chandrasekhara M S. Unsteady stall control using dynamically deforming airfoils. AIAA paper 97-2336. 1997

48 崔尔杰. MEMS与智能化流体力学. 空气动力学学报, 2000, 18: 52~59

烧蚀防热的非线性气固耦合

姜贵庆

(北京空气动力研究所,北京　100074)

摘要　烧蚀防热是洲际弹头的优选方案,前辈钱学森院士所作这个卓越远见的决策,为本领域的研究开拓了广阔的前景。从非线性气固耦合问题归纳我国在烧蚀防热技术所取得的举世瞩目的成就,亦讨论了面临的一些挑战性问题。

关键词　烧蚀,耦合,化学反应

引　言

我国烧蚀防热研究始于1960年,在前辈钱学森院士的关怀下,当时北京空气动力研究所所长庄逢甘院士亲自研究并领导和组织一个烧蚀理论研究课题组,以战略弹头热防护为主攻方向,经过几年的努力,提出了热化学烧蚀的理论框架,发表了二篇对以后烧蚀理论研究有指导意义的学术论文,即"有化学反应和质量引射的附面层若干理论问题"和"关于烧蚀理论计算方法的探讨和有关问题"。1975年9月为贯彻落实党中央批准的战略导弹研制规划,在钱学森院士的倡议下,七机部在北京召开了"弹头气动会议(代号910会议)。全国高超声速气动、防热领域的专家和科技人员聚集一堂,共商弹头气动防热攻关的技术途径。经过三年努力,1978年9月低弹道遥测弹头发射成功,弹头防热得到远程模拟量的考核,同时热化学烧蚀理论亦得到飞行试验的实际考核。

20世纪70年代初,我国进行了返回式卫星的研制,它是一种低轨道、三轴稳定。返回舱可安全返回的卫星,烧蚀防热技术成为研制中的一个关键技术,与弹头防热技术不同,它的吸热机理主要不是靠防热材料的化学潜热与材料与空气的化学反应热,而是材料热解气体注入边界层的热阻塞效应,为此相应开展低温碳化材料的烧蚀机理及其性能预测的研究工作,并取得实质性的进展。1975年11月我国首次成功地发射并安全回收了返回式卫星,标志着除美国、苏联外,我国是第三个掌握了返回技术和有能力发射返回式航天器的国家,同时亦标志我国已掌握返回式航天器的防热技术。

与此同期,我国大型固体发动机的研制工作亦相继开展,作为发动机能量转换装置的喷管,由于高温燃气流及其Al_2O_3粒子对喷管型面的浸蚀,喷管的热防护已成为喷管设计的一个关键技术,这是内流热防护的典型例子。我国大型固体发动机的研制成功,表明我国亦掌握了内流的防热技术。

无论是再入弹头,再入航天器的热防护,还是内流热防护,虽然烧蚀热防护机理不同,烧蚀防热材料不同,但是都是一个相同问题,即是气固耦合问题,本文从气固耦合问题归纳我国在烧蚀防热技术所取得的举世瞩目的成就以及面临的挑战。

1 以气相为主体的热化学烧蚀理论

1.1 热化学烧蚀的理论框架

热化学烧蚀理论是将封闭系统的热化学反应理论与开放系统的气体边界层理论相结合的产物。

在封闭系统中，有 n_j 个气相化学组元，n_l 个凝聚相组元，则气相反应可以写成

$$\sum_{P=1}^{k} \alpha_{P_i} n_P \qquad i = 1,\cdots,j \tag{1}$$

凝聚相反应为

$$\sum_{P=1}^{k} a_{ph} n_p = n_h \qquad h = 1,2,\cdots,l \tag{2}$$

$j+l=k$，共 k 个组元，k 个方程，方程组是封闭的。

在开放系统中，假定 m 个组元系统中有 n 个独立的化学反应方程组，其表示式为

$$A_i = \sum_{j=n+1}^{m} v_{ij} A_j \qquad i = 1,2,\cdots,n \tag{3}$$

由 $m>n$，故方程组是不封闭的。

为了封闭方程组，需要利用边界层的守恒方程组，以下作一些近似假定，给出开放系统的封闭方程组。

定义 j 个独立组元的质量浓度

$$\widetilde{C}_j = C_j + \sum_{i=1}^{m} \frac{M_j v_{ij} C_i}{M_i} \qquad j = n+1\cdots m \tag{4}$$

其中，M_i 和 M_j 分别为 i 和 j 组元的分子量，$\widetilde{C}_j$ 和 C_i 分别满足

$$\sum_{j=n+1}^{m} \widetilde{C}_j = 1 \qquad \sum_{i=1}^{m} C_i = 1 \tag{5}$$

在 $Pr=Le=1$ 的假定下，独立组元质量浓度与总焓有以下相似关系式

$$\frac{H-H_w}{H_e-H_w} = \frac{\widetilde{C}_j-\widetilde{C}_{jw}}{\widetilde{C}_{je}-\widetilde{C}_{jw}} \qquad j = n+1\cdots m \tag{6}$$

B 称为无因次质量生成率，$\dot{m}_w$ 为烧蚀质量损失率。经运算，可得以下确定独立组元浓度的关系式

$$\frac{\widetilde{C}_{je}-\widetilde{C}_{jw}}{\widetilde{C}_{jw}-\widetilde{C}_{jb}} = B \qquad j = n+1\cdots m \tag{7}$$

式(7)中 C_{je}表示边界层外缘独立组元浓度是已知的，C_{jb}表示壁面内侧独立组元浓度亦是已知的。方程(4)，(5)，(7)中共有未知量 $m+1$，方程 $m+1$，方程组是封闭的。

1.2 热化学烧蚀理论应用实例

以下给出碳-碳复合材料的应用实例。

m 个组元，l 个可逆反应的一般反应式可写成

$$\sum_{i=1}^{m} v_{ij} A_i \rightleftharpoons \sum_{i=1}^{m} \mu_{ij} A_i \qquad j = 1,2,\cdots,l \tag{8}$$

碳组元与空气组元的主要反应，可取 $l=8$，反应组元 $m=11$。m 个组元分子式为

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
A_i	C(s)	O_2	N_2	$C_1(g)$	$C_2(g)$	$C_3(g)$	0	N	CN	C_2N	CO

式(9)的8个平衡常数

$$K_{PA_j} = \prod_{i=2}^{11} P_{Ai}^{(v_{ij}-\mu_{ij})} \qquad j = 4,\cdots,11 \tag{9}$$

K_{PA_j}为温度函数，可查JANAF表得到，或由逼近关系式求出，为方便计算，引进组元质量浓度

$$C_{A_i} = \frac{\rho_{Ai}}{\rho} \qquad i = 2,\cdots,11 \tag{10}$$

组元浓度与分压关系式为

$$C_{A_i} = \frac{p_{Ai}}{p}\frac{M_{Ai}}{M} \qquad i = 2,\cdots,11 \tag{11}$$

公式(11)共有未知量10个，8个平衡常数关系式，方程组是不封闭的，为了封闭方程，需要利用独立组元浓度守恒的相容性条件，由方程(7)可得

$$\widetilde{C}_{OW} = \frac{\widetilde{C}_{oe}}{1+B} \tag{12}$$

$$\widetilde{C}_{NW} = \frac{\widetilde{C}_{Ne}}{1+B} \tag{13}$$

$$\widetilde{C}_{CW} = \frac{B}{1+B} \tag{14}$$

这样，方程组(9)+(12)+(13)+(14)共11个方程，组元浓度10个+未知量B，方程组是封闭的。

2 以固相为主体的有热解反应和质量引射的材料内部热响应理论

由于再入卫星热环境的特点是高焓、低热流、长时间，战略弹头最关注的烧蚀速度，在再入卫星的防热设计中变为次要的问题，而其次要的内部热传导则成为再入卫星防热设计的关键问题，因此，有化学反应和质量引射的材料内部热响应理论成为研究的重点，它是经典固体热传导理论与高分子化学的热裂反应，边界层热阻塞理论和碳的燃烧理论相结合的产物。

2.1 守恒方程

具有热解反应和质量引射的材料内部热响应的控制方程可写成下式

$$\rho C_P = \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \dot{m}_p C_{pg}\frac{\partial T}{\partial y} + H_y\frac{\partial y}{\partial t} \tag{15}$$

对热解气体应用连续方程，可得

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial \dot{m}_P}{\partial y} = -A_1(\rho-\rho_C)^{\eta_1}\exp\left(\frac{-B_1}{RT}\right) \tag{16}$$

式(16)为材料热解动力学的Arrhenius公式，A_1为频率因子；B_1为活化能；R为通用气体常数；η_1为反应级数；ρ_C为材料热解后的碳化密度。

2.2 边界条件

材料热解后的表面碳层与外界空气会发生燃烧反应，因此，此时表面边界条件要考虑碳的

燃烧反应

$$y = \bar{x} \qquad \bar{x} \text{ 为烧蚀厚度}$$

$$-K\frac{\partial T}{\partial y} = \psi q_{or}(1 - h_w/h_r) - \varepsilon\sigma T_w^4 + \dot{m}_C \Delta H_C \tag{17}$$

公式(17)中,Ψ 为热阻塞因子

$$\Psi = 1 - 0.724(\dot{m}_C + \dot{m}_P)h_r/q_{\infty r} + 0.15(\dot{m}_C + \dot{m}_P)^2 h_r^2/q_{or}^2 \tag{18}$$

$\dot{m}_C$ 为碳的质量损失率,不同温度范围,有不同的计算公式[3]。

2.3 守恒方程的数值解法[3]

方程(16)为 2 阶非线性偏微分方程,由于方程中有一热解吸热间断项,此项仅在狭隘的温度变化范围(600~800K)内起作用,在此温度范围外,此项近似为零。因此,如果在计算域内,直接离散方程(16)会引入非物理信息或解发散,采用间断面或间断区模型,可以克服这个困难,间断面模型是分区模型,将计算域分成二个区,碳化区(材料完全热解)和原始材料区(材料未热解),二区之间为一间断面,热解气体流率 $\dot{m}_P$ 有间断面二边的能量平衡条件来确定。间断区模型亦为分区模型,与间断面模型的差别是以热解区取代间断面。文献[3]计算的结果表面,若热解区厚度与材料受热厚度相比较小,间断面和间断区模型计算结果是接近的。

2.4 应用实例

上述理论应用于我国再人卫星热防护计算,并与遥测结果作了比较,图 4 给出 T2S1 位置内部温度理论计算与遥测结果的比较,在落点时刻遥测温度比计算温度高 9K,温度峰值点计算比遥测高 7~8℃。图 5 给出相同位置破坏层厚度理论计算与遥测结果的比较,落点时刻破坏层厚度遥测值比理论值高 0.25mm。图 4、图 5 的比较结果表明,不仅理论计算结果趋势与遥测结果一致,而且数值差别亦不大。

3 二类气固耦合边界条件

无论以气体为主体的热化学烧蚀,还是在固体为主体的有热解反应和质量引射的材料内部热响应,都会遇到气固边界的耦合问题。

有二类气固耦合边界条件,一类是固相边界的气固耦合,另一类是液-固混合边界的气固耦合,第一类边界包括碳基复合材料和低温碳化复合材料,第二类边界包括硅基类复合材料和硅基梯度功能材料。

第一类固相边界的气固耦合,比较简单,因为在气固交界面,可建立确定能量平衡条件,如图 1 所示。

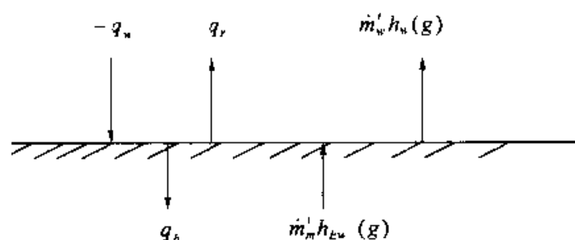


图 1 气固交界面的能量平衡

其中：

$$-q_w = \left[k\frac{\partial T}{\partial y} + \rho D_{12}\sum h_i \frac{\partial C_i}{\partial y}\right]_w$$

q_w——在给定壁面温度，可由边界层理论求出；

q_r——壁面向外界的辐射热量；

q_b——进入材料内部的净热流。

由能量平衡条件，可得

$$q_b = -q_w - m_w(h_w(g) - h_{Ew}(s)) - q_r \tag{19}$$

第二类边界为液-固混合边界的气固耦合。这类边界由于表面有很薄的液态层，不容易直接建立如图1所示的气固交界面的能量平衡。

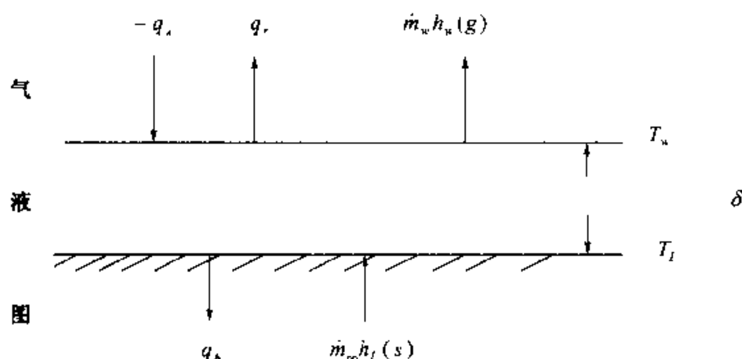


图2　第二类边界能量平衡示意图

图2中，q_b' 为进入液-固边界内侧的净热流；$\dot{m}_\infty$ 为总质量损失率；$\dot{m}_w$ 为气化质量损失率，$\dot{m}_\infty = \dot{m}_w + \dot{m}_L$，$\dot{m}_L$ 为液层流失质量损失率；T_w 为气液交界层温度；T_L 为液-固交界层温度，δ 为液层厚度。

$$q_b' = -q_w - q_r - \dot{m}_w h_w(g) + \dot{m}_\infty h_L(s) \tag{20}$$

由于液层温度不能确定，液层厚度亦不是一个确定量，因此，由 q_b' 计算材料内部温度分布，有一定任意性，为此，对式(20)作一些变化简化成图3所示的能量平衡方程。

$$q_b = q_w - q_r - \dot{m}_w(h_w(g) - h_w(s)) \tag{21}$$

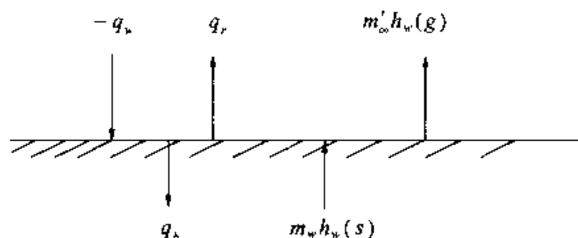


图3　第二类边界能量平衡等价于第一类边界能量平衡

4　小型化弹头的气固耦合作用机制

4.1　气固耦合作用的稳定外形

理论和试验皆已证明，单质碳-碳复合材料弹头在再入过程中，可以形成双锥外形，但由于碳-碳表面粗糙度分布的随机性，产生边界层非对称转捩现象，出现小不对称外形，从而产生小不对称气动力，小不对称气动力与弹头质心的横偏，可引起弹头在再入过程中滚速加快或减慢，滚速加快可导致滚转共振，严重情况可使弹头折断；滚速减慢可引起滚速过零，引起弹头出现较大的落点散布。解决弹头的滚转共振要作多方面的工作，其中一个重要工作是设计稳定烧蚀外形。小不对称烧蚀外形是流场与材料耦合作用的产物，由于弹头边界层转捩区热流比驻点区大2倍，对单质C/C材料会出现驻点与边界层转捩区烧蚀后退的不同步，出现诸如非对称凹陷外形和双锥外形。理论分析可以证明，当原始球锥外形各点的轴向烧蚀速度接近相同时，其烧蚀外形基本保持原始的球锥外形，我们称这种在烧蚀过程中基本保持不变的外形为稳定外形，在端头中心区插入异质材料的芯子可以实现稳定的烧蚀外形，其原因是，产生双锥外形的主要原因是驻点区和转捩区烧蚀后退量的不同步，要实现驻点区和转捩区的同步烧蚀有二条可能途径，其一是驻点区和转捩区的热环境相同，这是难以实现的；另一条是改变驻点区的防热材料，使其在驻点区的热环境条件下的烧蚀后退量与碳-碳复合材料在转捩区热环境下的烧蚀后退量接近相等。这一条现在已能实现，这种稳定外形是另一类流场与材料耦合作用的产物，即利用材料的不同烧蚀性能，依据热环境在不同区域的特性优化选取材料，以达到理想的稳定外形。这种芯子端头的研制成功不仅解决了小型化弹头设计中的一个关键技术，而且在学术上亦为气固耦合作用机制的研究作出带有深远影响的贡献。

4.2　烧蚀图像细观结构的有序性对滚转力矩系数的控制作用

小型化弹头设计中的另一个关键问题是被动控制问题，即如何利用烧蚀图像的细观有序结构对弹头滚转进行控制。这也是气固耦合作用机制问题，与稳定外形作用机制的不同处是稳定外形是从宏观的角度来讨论气固的作用机制，而本节是从细观的角度来讨论气固的耦合作用。烧蚀图像对弹头滚转的影响的研究最早是从宏观烧蚀图像出发来讨论的，如文献[6]提出的11种宏观烧蚀花纹和文献[7]提出的5种拓朴烧蚀图像，如缠绕布带的痕迹，布带缠绕螺纹，螺旋花纹，碳化凸出物和烧蚀菱形花纹。但随着碳-酚醛材料工艺的改进，烧蚀后已看不出明显的宏观烧蚀图像，但是细观烧蚀图像的有序性依然存在。这种有序性与碳布纤维的排列和缠绕方向有密切的关系，揭露这种细观结构与宏观流场特性的关系是气固耦合作用机制研究的最艰巨的任务之一，因为它涉及微流体力学的一些基本规律，而这正是目前流体力学的热点课题之一。

5　流场-热-结构的一体化数值模拟

长期以来气固两大学科问题是按各自的研究方式进行的，例如，高超声速气体流过飞行表面产生的热流密度都是假定壁温为常数时给出的，固体内部热传导亦是在已知壁面温度条件或已知壁而冷壁热流(即假定壁焓为0的热流密度)，计算材料内部热传导，但实际上壁温是由壁面热环境和材料的物性参数以及材料的厚度耦合作用的结果，为了真实描述飞行器在高超

声速飞行时的热环境与材料性能参数以及材料厚度之间的耦合关系，我们耦合求解了流场的N-S方程和材料内部的热传导方程，气固边界的耦合条件为交界面温度相等和热通量相等。由于流场响应时间和固体热响应时间约有5个量级的差别，因此，可以认为在热传导的时间间隔内，流场皆处于准定常状态，这样可以以热传导的时间步长 Δt，作为整个气固物理场的时间步长，即N-S方程流场计算以 Δt 为准定常计算间隔。

气相边界热通量

$$\oint_{\Gamma W} N_i q_w \mathrm{d}\Gamma = \int_{\Omega}\left\{\frac{\partial N_i}{\partial X}[(e+p)u-f]\frac{\partial N_i}{\partial y}[(e+p)v-g]+\frac{\partial N_i}{\partial y}[(e+p)w-h]\right\}\mathrm{d}\Omega \tag{22}$$

固相边界

$$\oint_{\Gamma' w} N_i q_b \mathrm{d}\tau = \int_{\Omega w}\left[k_x\frac{\partial N_i'}{\partial x}\frac{\partial N_j'}{\partial x}+k_y\frac{\partial N_i'}{\partial y}\frac{\partial N_j'}{\partial y}+k_z\frac{\partial N_i'}{\partial z}\frac{\partial N_j'}{\partial z}\right]\mathrm{d}\Omega \tag{23}$$

式中，$q_b = q_w - \epsilon\sigma T_w^4 - \dot{m}_w\Delta H_v$；$\dot{m}_w$ 为烧蚀质量损失率；ΔH_v 为化学反应热；N_i, N_i' 分别为气相和固相单元的型函数。气固相容性条件为

$$\phi_{\Gamma w} N_i q_w \mathrm{d}\Gamma = \phi_{\Omega_w'} N_i' q_N \mathrm{d}\Gamma$$

6 气固耦合的相容性研究及其对烧蚀防热的展望

不同飞行器的烧蚀热防护，虽然研究侧重面有所不同，但都离不开气固边界的耦合效应。烧蚀防热的气固耦合研究就是应用流体力学和固体力学的现有研究成果。应用化学动力学和材料科学的研究成果，结合材料电弧加热器烧蚀实验所提供的防热材料物理化学引起的质量损失和热效应的信息，予以综合分析，建立反映物理本质的气固交界的相容性条件，对于硅基复合材料，碳基材料和低温碳化材料已建立的气固相容性条件与实验结果是相符的。但随着新型防热材料的研制成功，如梯度功能材料，烧蚀涂层材料等，由于这些新型材料皆为非均质材料，其非线耦合更为突出，如何建立这类材料的气固相容条件仍然是一个研究课题。

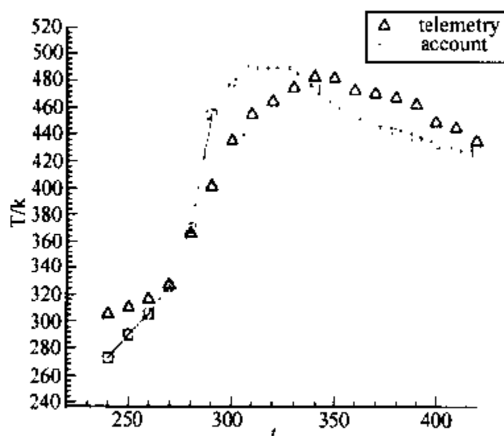


图4 内部温度理论计算与遥测结果的比较

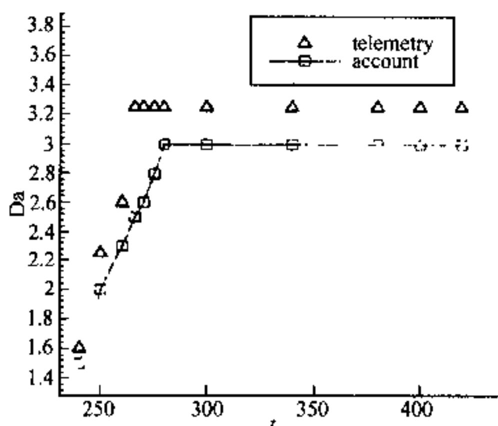


图5 破坏层理论计算与遥测结果的比较

根据热环境特点设计新的防热材料达到质轻、价廉的目的，是材料工作者和热防护研究人员的共同任务，新材料学科——材料设计学的发展将是材料学科一项重大的革新，早在国家制

定"863"高技术新材料发展计划的过程中前辈钱学森院士有过重要论述。"时至今天,各方面的理论以及用理论来分析计算问题的工具——电子计算机和信息库已比较完善,建立系统的材料科学和材料技术和组织材料研究的系统工程是否该提到日程上来了"。钱老的论述对热防护理论和热防护材料的发展具有重要的现实意义和深远的影响,研究宏观之下,微观之上的精细力学对于揭示细观结构对环境影响具有理论指导意义。

参考文献

1 庄逢甘,杨希霓. 有化学反应和质量引射的附面层若干理论问题. 北京空气动力学研究所技术报告,1964

2 庄逢甘. 关于烧蚀理论计算方法的探讨和有关问题. 北京空气动力研究所技术报告,1964

3 姜贵庆. 有加质和化学反应的内部热传导积分计算. 宇航学报,1980,1

4 姜贵庆. 返回式卫星烧蚀热防护机理与数值模拟. 中国空间科学技术返回式卫星专辑,1990,6

5 姜贵庆,杨希霓,李鸿权. 再入端头烧蚀外形理论分析与计算. 航天国防科学技术报告,HT-20000864 1990,8

6 Brunner MJ. Roll Torgue Ablation Tests. IAS 1980 ISBN 87664-473-6

7 Szostowski DJ, Nestler DE and Lowe DL. Viscous Code Prediction of Re-entry Vehicle Roll Torque Based on

湍流的复杂系统论[①]

(北京大学力学与工程科学系,湍流及复杂系统研究国家重点实验室,北京 100871)

余振苏、程雪玲

(清华大学工程力学系,北京 100874)

摘要 传统的湍流理论研究从流体运动的 N-S 方程出发,试图推导决定湍流平均场分布的运动方程。这一研究遇到著名的世纪难题——湍流的"封闭"问题。半个多世纪前俄罗斯数学家 Kolmogorov 开创了湍流唯象理论的研究,即从湍流的实验观察事实中总结湍流的运动规律。本文分析了湍流的复杂系统特性,试图深入发展湍流的唯象理论。我们认为,湍流是在外界环境或边界不稳定激励下产生的、包含多尺度涡相互作用的、貌似随机实属复杂的运动状态。由于多尺度流动结构的重复拉伸与折叠,湍流运动表现出高度的复杂性和不可预测性,但在系统的层面上,湍流保持着整体的自组织性。层次相似律是湍流自组织性的表现。充分应用对湍流的自组织运动状态的新认识建立湍流模型并进行数值模拟将是湍流研究的重要方向。

关键词 湍流,复杂系统,层次结构

引 言

20 世纪 70 年代以来,非线形科学出现了巨大的飞跃。对湍流基本机理的研究直接推动了对非线性动力系统的数学刻画[1],产生了分形、奇异吸引子等重要概念。非线形科学进步的主要意义在于人们认识到,包含大数微观粒子的统计力学系统能自发产生宏观周期运动状态,也能自发产生宏观混沌运动状态,其本质来自于表征宏观运动状态的动力学变量之间的非线形相互作用。低维非线性动力系统的研究没有像预期那样带来人们对湍流认识的根本性进步,湍流运动结构的复杂性远远超出人们的数学物理手段所能刻画的范围。90 年代以来生命科学与管理科学的发展推动了对复杂系统的研究,进一步明确了研究多尺度多层次运动系统需要超越还原论的思维方法,引进更多的整体系统的思考。湍流运动作为一个非线性复杂系统是当之无愧的,从复杂系统的角度看湍流研究的方法和成果是很有意义的。

过去研究较多的复杂系统包括非平衡系统、复杂适应性系统及开放的复杂巨系统[2]。非平衡系统涵括无生命的物理系统,每一个子系统比较简单,如分子、原子、离子等,子系统之间存在简单的物理(电磁声光热)相互作用。发展较充分的非平衡系统理论有耗散结构论、协同学等,解释了一些著名的非平衡物理系统(如 RB 对流与激光)中如何从微观分子的无序运动中产生宏观有序的自组织运动状态[3]。以生物体为背景的复杂适应性系统模型,是美国圣塔菲研究所近年来研究比较多的另一类系统。复杂适应性系统由具有一定智能特征的子系统组成,它的研究包含对生物体的适应环境、生长繁殖、遗传变异等生物演化性质进行条理化、规范

① 钱学森先生从 20 世纪 80 年代以来对复杂系统的研究提出了许多重要的见解,对复杂性科学研究作出了开创性的贡献。本文论点受到钱老复杂系统理论多方面的启发。特在此恭贺钱先生九十寿诞。

化，建立适用于计算机模拟的演化模型[4]。计算机的使用着重于模拟大量子系统相互作用下系统整体的性质，如反映种群的发展、稳定存在、消亡等各种宏观复杂的行为。复杂适应性系统的研究方法还是基于西方传统的还原论方法，即由微观的基本相互作用图像决定系统宏观的演化图案。圣塔菲的科学家们希望从研究中总结出复杂系统发展变化过程的一些新的概念，如最近提出的涌现(Emergence)、标记(Tag)等概念对复杂系统的思维产生重要的影响，预计今后此方面的研究会有较大的发展。

开放的复杂巨系统是由以钱学森教授为代表的我国科学研究人员提出的一类复杂系统[5]。典型的开放的复杂巨系统是社会组织，由人组成，其子系统本身是具有复杂特性的系统。目前在子系统演化机制还不清楚的情况下研究由大量子系统组成的系统的性质，是非常困难的。钱学森教授提出的从定性到定量的综合集成方法，具体采用人机对话的科学研讨厅体系，在方法论的层次上给出了具有指导意义的解决途径。这一研究虽然在理论分析与应用上困难还较多，但对人工智能、思维科学、脑科学等方面的研究具有十分积极的意义，将有助于复杂系统问题的研究。

湍流是一个典型的物理复杂系统，是流体处于一种高度复杂运动的状态。具体地讲，当流体以大于某一速度运动时(或流体的粘性耗散低于一定的量时)，流体运动将表现为杂乱无章的脉动的叠加，流体的运动状态(如瞬时速度、压力等)无法被预测。对湍流的运动状态是采用通过混乱运动的随机场来描述，还是采用通过流体运动结构的叠加来描述，一直是湍流研究的两个对立的方法。传统的唯象理论将湍流运动描述为具有不同尺度的涡结构的组合，这些涡结构之间有丰富的非线形相互作用。从复杂系统的观点看湍流，湍流运动的子系统将是这些具有一定丰富形态的涡结构，而湍流理论必须对这些涡结构之间的作用给出定量的刻画，对系统运动的整体物理状态进行定量的描述。20 世纪对湍流的物理刻画基本上注重于对动力学方程的统计分析，但缺乏对动力学变量的物理含义给以明确的说明。我们认为，湍流是在外界环境或边界不稳定激励下产生的、包含多尺度涡相互作用的、貌似随机实属复杂的运动状态。由于多尺度流动结构的重复拉伸与折叠，湍流运动表现出高度的复杂性和不可预测性，但在系统的层面上，湍流保持着整体的自组织性。对湍流的研究不能仅仅停留在对随机场的统计分析上，还应注重湍流的自组织作用，参考更高层次的复杂系统的研究方法，通过定量与定性相结合等手段进行研究。

1　湍流的复杂系统特征

湍流，“经典统计力学中最后一个尚未解决的难题”，自从雷诺于 1883 年发现层流-湍流的转捩关系之后已伴随我们一百多年了，虽然对许多流动机理有了一定的理解，但从整体上对湍流缺乏系统的认识。可以说湍流是一类复杂现象，它具有如下特征。

1.1　多自由度与多尺度

湍流在多尺度上的脉动，构成一个无限自由度的系统。即使考虑系统实际激发的自由度，即在流动中实际产生的大小涡，也是数量巨大。Landau 最早提出湍流的自由度的概念[6]。湍流的自由度 N 指描述湍流运动所需要的独立变量的数目或者按通常所说是数值计算时所需的网格点数目。很显然，为了完整地描述处于湍流状态的连续流体运动介质，空间尺度的分辨率应该达到湍流运动的最小尺度——Kolmogorov 耗散尺度 η。根据 Landau 的估计，若 L 是容纳湍流的物理空间区域的特征尺度，则

$$N \sim (L/\eta)^3 \sim Re^{9/4}$$

这里 Re 是流动系统的雷诺数。对于典型的充分发展的湍流，Landau 自由度 N 可达 $10^{10} \sim 10^{20}$。这是一个非常大的数，所以湍流是一个大系统。

1.2 复杂的非线性相互作用

湍流大小涡结构的形成是强烈的非线性相互作用的结果，但更重要的是大小涡之间的非线性相互作用构成系统的整体运动状态。1944 年 Landau 在他的一篇著名论文“论湍流问题”中，在线性理论基础上提出湍流发生的非线性理论，即大量不同的周期扰动形成无穷多独立的交叠运动，形成一串不稳定现象，使流动最终进入湍流状态[6]。虽然这一理论被证明对于混沌运动的产生不是必须的，但其中的非线性概念为后人揭示充分发展湍流产生于多尺度涡的非线性作用提供了基础。

从复杂系统的角度看，混沌现象是最初的湍流现象。具体地说，混沌是流体运动在时间上出现非周期涨落、而空间上仍保持一定特征尺度涡结构的运动状态，而湍流是在多尺度涡结构被激发后的运动状态。混沌是低自由度现象，湍流是高自由度现象。混沌的发现直接源于对湍流本质的探讨[1]。但混沌的动力学理论没有为湍流理论提供基石，因为多尺度的涡结构相互作用构成湍流复杂系统独特的性质。

1.3 高度的自组织及整体有序化

广义地说，自组织是由于系统内部各单元之间的相互作用，使系统向功能更强、更加适应外部环境的方向发展变化的产物。例如生物的进化、技术的进步、社会的发展等等。正如钱学森教授所指出:“系统自己走向有序结构就可称为系统自组织”。

在湍流中，由于存在非线性相互作用，湍流中的大小尺度涡之间会发生能量的逐级传递，即能量级串。在级串过程中，第一级大涡的能量来自外界，大涡失稳后产生第二级的小涡，小涡失稳后又产生更小的旋涡，最后，由于 Re 非常大，所有可能的尺度的运动模式都被激发，其中最小的尺度由分子粘性和湍流能流密度的大小决定。湍流的这一自组织的过程，使得能量在湍流内部重新分配，并且维持着其中的各尺度结构。后面将要讨论的层次结构，正是级串过程使湍流整体有序性的表现。

1.4 系统的开放性是湍流的产生源

湍流永远是一个开放系统。湍流的产生一般来自于运动界面的不稳定性，即流体系统与环境的作用。系统论通常将研究对象看作是系统，而将其外部世界看作是环境，系统与环境之间有物质、能量及信息的交换。人们一般比较注重对系统的研究，将环境的影响置于次要的地位。湍流的运动状态确是很大程度上取决于流动周边条件的影响。特征流动结构与边界条件和边界物理过程相关。湍流研究必须考虑湍流的产生、发展、衰退的全过程，必须在研究中将环境因素作为重要的因素来对待，这是复杂系统研究的一个重要特征。

2 湍流运动的复杂系统论

2.1 确定性动力学与随机性统计描述相结合

早期对流体运动的描述是确定性的，即研究流体力学的基本方程——N-S 方程。由于湍流运动表现出极其的复杂性，雷诺假设湍流的脉动是随机的，对之进行平均，得到雷诺平均场方程(RANS)。湍流平均场理论需要补充经验的模式方程，如雷诺应力模型(RSM)、代数应力

模型(ASM)、一方程模型(k 模型)、两方程模型(k－ε 模型)等。尽管雷诺平均场方程是工程应用使用最广泛的方程,其可靠性与适用性受到物理图像不明确的严重限制。以忽略湍流脉动结构为代价,追求对湍流运动平均场的确定性动力学描述,可能是湍流研究长期没有走出"不封闭"问题困境的原因。现在需要重新从根本上考虑如何将湍流的确定性动力学与随机性统计描述相结合。

20 世纪 40 年代,以俄罗斯著名数学家 Kolmogorov 为代表的统计学派从湍流的多尺度随机涡结构出发,以湍流速度结构函数建立了对湍流的多尺度统计参量描写[7]。同时基于对湍流实验现象的总结,提出了无穷雷诺数极限下有限湍流耗散率的所谓湍流第一定律,以及对湍流耗散尺度及湍流惯性子区的预言。这一理论[7](称为 K41 理论)成为半个多世纪来湍流唯象理论的基石。尽管 Kolmogorov 理论中关于多尺度涡结构全同相似的假设被实验证明是不对的,但他从湍流实验出发建立唯象理论的传统深深影响着湍流研究的发展。流体力学界对全同相似的随机涡结构一直持怀疑态度,周培源先生(1959 年)就曾主张以 N-S 方程的基本流动结构(如旋涡结构)为基元来构造湍流场的统计相关函数,提出了湍流的旋涡结构统计理论。

实验事实表明,湍流多尺度涡结构的统计分布满足层次相似律[8]。湍流层次结构模型将湍流刻画为一个多层次结构(即有序度随涡强度递增的多层次结构)组成的复杂系统。不同层次的结构表现不同,各层次统计量之间存在着层次递推不变性,湍流整体统计特征取决于一个层次相似参量及一个刻画最高激发态结构的标度参量。前者(层次结构参量)反映了系统复杂统计结构的性质,而后者是系统确定性动力学(流体力学)特性的表征。因此,湍流层次结构模型将湍流的结构性和随机性综合成一个有机的整体[8,9]。

进一步考察最高激发态涡结构的决定性动力学,及其与整个湍流域其他涡结构的作用,是目前湍流层次结构研究的一个主要课题。

2.2 细观机制与宏观刻画相结合

一个充分发展的湍流运动中包含有宏观运动特征最明显的积分尺度的大涡以及能量耗散的小涡,小涡包含在大涡之中。尽管描写流体运动的方程(N-S 方程)是已知的,但这一方程反映的是微观流元的局部作用机制。描写宏观湍流运动状态更需要了解小涡与小涡之间的"细观"作用机制,这也是建立湍流数值模拟的正确有效的模型所需要的。小涡的运动趋于各向同性,处于一定的准统计平衡状态,即能量的耗散与惯性能量输运相平衡。随着雷诺数的增高,小涡的尺度与大涡相差越大,在两者之间形成所谓的惯性子区。由于在这两个尺度之间没有其他特征尺度,惯性子区段满足标度律。惯性子区的性质反映了湍流场中大涡结构通过重复拉伸折叠形成小涡的过程,惯性子区的统计相似性反映了这种过程的统计相似性。最近的研究表明,惯性子区的统计相似性不是 Kolmogorov 假设的全同相似性,而是层次相似性[8,9]。层次相似性可能存在于一大类复杂现象,如自组织临界系统中,是一大类复杂系统表现出的共同规律。

层次相似性是对湍流运动状态的宏观刻画。知其然还需知其所以然,其"所以然"在于小涡间的细观相互作用。目前层次结构研究的重点是探讨其细观机制,研究如何对湍流涡结构进行客观的分解。我们认为,从已知的流体涡结构(如涡管,Burgers 涡等)出发可能太带有主观性,湍流三维脉动结构的形态丰富性极大,湍流的"涡元"结构是一个需要慎重研究的问题。目前,我们在对湍流涡元结构的刻画上取得了一些进展,不久将进行报告。只有将细观机制与宏观描述结合起来,才能推动对复杂系统的认识。

2.3 定性刻画与定量分析相结合

过去几十年对湍流的认识经历了从确定性平均场方程(RANS)到湍流动能与能量耗散同时模拟,从全自相似的随机涡结构(K41)到由最高激发态主导的层次相似的大小强弱涡结构[8,9](SL94),人们正尝试对物理定性上不同的湍流结构探讨新的定量规律。

就系统论而言,定性分析是指通过判断及推理,从用观察或调查等方法所得到的数据中获得对某一系统的性质及其发展规律的认识。定量分析则是指通过计算(包括数学运算、统计及仿真)与数学推导,从实验或实践得到的数据中获得对某一系统的结构及其变化规律的认识。湍流系统的定性分析不够,一些统计量的无规则往往反映了各种不同类的湍流结构的相互混杂。下一节介绍的湍流层次结构对柱群尾湍流的湍流结构的统计性质的定性分析,可能有助于重新发现同类湍流结构所满足的新的定量规律。湍流耗散、湍流扩散与湍流统计结构间的密切关系,是长期以来湍流理论研究忽略的一个方面。

2.4 结构和功能相结合

在湍流唯象理论中,人们一再提到了湍流中的基本组员——涡。的确,湍流中充满了各种各样的涡,既有大量的行为不规则的小涡,又有由这些小涡组合成的拟序的大涡。从能谱上看,大(积分)尺度的涡含能量最高。系统通过与环境的作用(搅动或壁面摩擦等形式)将流动动能传递到流体的脉动涨落,使这些涡从外界获得能量,然后逐渐向中等及小尺度的涡传递。这一传递过程在惯性区内通过涡的拉伸和折叠过程来实现,当这一过程进行到一定尺度时就停止了,或者说,能量传到一定尺度的小涡时就会发生耗散,变为热量。因此,涡结构的产生一般伴随像动能耗散或热量扩散等物理运动特性的产生,这些特性称之为结构的功能。系统的结构可能很复杂,或很难用分析的手段来描述,但其功能往往可以比较简单地加以表达。结合功能来描述结构是处理复杂系统的方法之一。充分运用这种方法,有利于简化对复杂系统的分析,对湍流理论与应用分析具有指导意义。

涡结构在流动特性方面不同的功能特性,在工程上早就有应用,例如涡控制问题。过去人们认为涡造成的分离流动在工程中只有消极的作用,以机翼理论为例,长时期以来,人们一直习惯于使翼面上不要过早发生分离流动,保持"附着流型"。20 世纪 60 年代起,航空界利用机翼前缘分离涡以产生稳定的非线性升力,因而转移到了"脱体涡流型"。70 年代以后,人们开始认识到,利用弱非定常激发和涡旋的非线性效应,可以对翼面上的涡运动实行有效的控制,获得更大的气动效益。长期以来,在没有精确的湍流理论的情况下,航天航空工程的研究还是取得了丰硕的成果,正是因为人们在不断把握功能,也就在一定程度上把握了结构。我们认为,复杂系统中结构与功能之间还是存在一定的对应关系,这是复杂系统简单性的一种体现。今天,人们应该自觉地运用复杂系统的思想,在复杂的湍流涡结构与其产生的宏观功能效应之间建立系统的对应关系,并以此为基础建立系统的湍流复杂系统理论。

以上我们概括介绍了湍流的复杂系统论的若干不成熟的想法,希望起一个抛砖引玉的作用。在这一复杂系统论框架下已经发展比较成熟的是有关湍流宏观统计状态的刻画,这就是下面将介绍的关于湍流层次结构理论的一部分内容。

3 复杂柱群尾流中的湍流层次结构

近几十年来,充分发展湍流的间歇现象及与之相关的奇异标度律问题是湍流理论研究中的重要课题,因为奇异标度律是对小涡组合成大涡的统计结构的定量描述。最近发展的湍流

层次结构模型对湍流的奇异标度律给出了精确简练的结果，对湍流的间歇现象给出了物理的解释。这一节，我们对层次结构的思路[8,9]和最近的部分结果[10,11]作一简单介绍。

首先定义速度结构函数 $S_p(l)=\int|V(t+l\tau)-V(t)|^p p(x)\mathrm{d}x$，其中 $p(x)$ 为概率密度函数；τ 为采样间隔；l 为尺度参数，一般取 $2^0<l\leqslant 2^{11}$。其次，引入在尺度 l 上的各层次脉动量序列：$F_{p+1}(l)=S_{p+1}(l)/S_p(l)$，$p=0,1,\cdots$，其极限为 $F_\infty(l)$。该序列反映了湍流脉动结构在同一尺度上的强弱层次，而 $F_\infty(l)$ 称为最高激发态结构，是级串过程中强度最高的脉动结构，这一结构在湍流场中最少，但自组织性最高。将各个层次的脉动量相对于最高激发态无量纲化 $\prod_p(l)=F_p(l)/F_\infty(l)$，则层次相似律可以表述为强弱结构间存在的相似关系 $\prod_{p+1}(l)=A_p\cdot(\prod_p(l))^\beta$，$A_p$ 是不依赖于 l 的系数，β 是层次相似参数（$0\leqslant\beta\leqslant 1$），标志着湍流复杂运动背后的自组织程度。实验发现，极限 $F_\infty(l)$ 对特征 3 阶速度结构函数具有标度性，$F_\infty(l)\propto(S_3(l))^\gamma$，因此，$\gamma$ 是层次结构最高激发态的奇异标度指数。

充分发展湍流的惯性区存在标度律：$\langle S_l^p\rangle\propto l^{\zeta_p}$。K41 理论预言，$p$ 阶速度结构函数的标度指数 $\zeta_p=p/3$。从层次结构的假设出发，可推导出 $\zeta_p=\gamma p+C(1-\beta^p)$，这里 C 是由 β 和 γ 所决定的常数。这就是 She-Leveque（简称 SL）标度律[8,9]。SL 标度律自 1994 年发表以来，受到湍流界的广泛关注，十多个国家的数十位学者从实验、计算和理论上对其进行了验证和讨论，在近似均匀各向同性湍流中获得了实验测量和数值模拟的直接支持[12]。

尽管层次结构模型在描写均匀各向同性湍流多尺度统计结构中取得了成功，还需要检验它在非均匀的真实湍流中的有效性，并考察它是否能提供真实湍流运动的物理图像。这里，我们介绍一个柱群尾流的实验结果，实验是由北京大学顾志福教授和邹正平博士完成的。将三个大小相同的柱体布置成中间断开的 Y 字形的柱群置于流场中并将气流正对其中两个柱体，如图 1 所示。气流通过柱群时产生绕柱而行的分离涡流以及穿过柱群间空隙而出的射流，这几股流动在尾流中产生强烈的混合，产生一系列的复杂强间歇结构。实验选择了矩形和圆形两种柱群，以考察层次结构能否对不同情况下的复杂流动进行定量刻画。有关实验的详细情况见文献[10,11]。

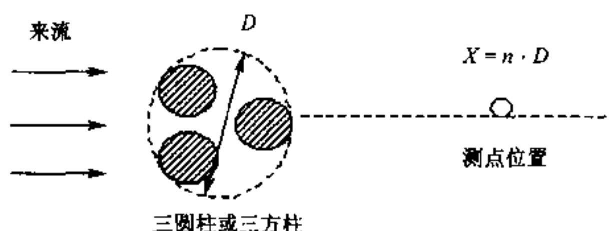


图 1　实验装置

实验在三柱的对称中心顺来流方向（x 方向）取多个测点，具体的测点位置（x/D）如表 1、表 2 所示。我们对这些两种尾流中各个测点的约 30min 的速度数据信号分别进行了详细分析，结果如图 2 和图 3 所示。左边是不同测点的能谱，从中可以看出在每一点都有一段惯性区，说明湍流在尾流中已充分激发，但是能谱标度指数在不断变化，说明湍流结构在积极的演化中。由于能谱指数与湍流结构的性质不能直接挂钩，从能谱指数中不能直接推导出湍流运动的规律。我们对数据进行了层次结构分析，具体地说，我们应用了最近发展的层次结构的 β

检验和 γ 检验方法[13]，发现每一测点的湍流脉动数据都通过了 β 检验和 γ 检验（见中图和右图），即图中各点成很好的线性关系，说明层次相似律在尾流的各点产生的非均匀湍流脉动中成立。

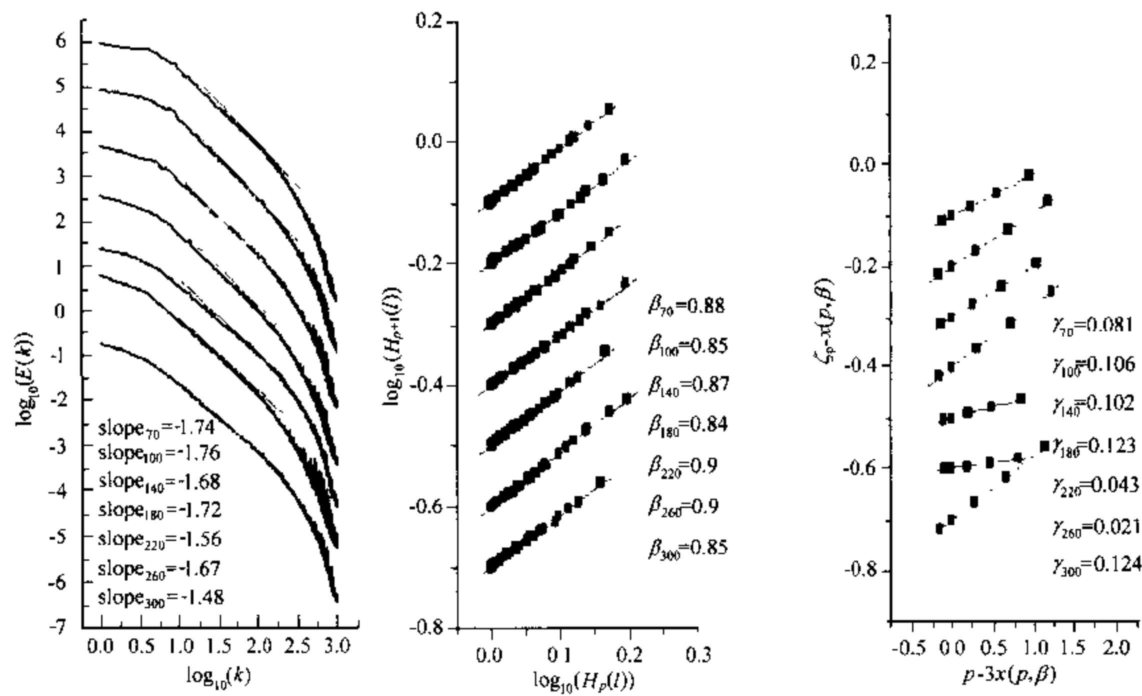


图 2　方柱尾流各测点数据

进一步细致的分析将测到的层次相似参数与最高激发态结构指数进行比较（见表 1 和表 2），发现层次相似参数 β 在个别点比较小（如方柱尾流的 $x/D=18,30$ 以及圆柱尾流的 $x/D=26,50$）。较小的 β 对应于自组织程度高的湍流结构，这一结果可能表明尾流在若干点形成"驻点"，在驻点周围流场保持特殊的"有序"状态。另外，γ 则有较大范围的波动，反映了最高激发态结构对环境的敏感。驻点的物理来源还需要进一步探讨，因为上述的风洞实验中有许多难以避免的复杂因素，如平均流动难以长时间保持稳定，同时，长时间吹风，还可能形成大范围的流动结构，在柱群尾流中叠加更复杂的成分。尽管多种复杂因素，层次结构的存在性是充分显现了，可以说，层次相似性是湍流系统的很普遍的特性。

对方柱和圆柱的 β 和 γ 取平均值

$$\bar{\beta}_{方}=0.87,\bar{\beta}_{圆}=0.85$$

$$\bar{\gamma}_{方}=0.086,\bar{\gamma}_{圆}=0.12$$

结果显示方柱的 γ 低于圆柱，这一结果具有明显的物理意义：方柱不如圆柱光滑，在其棱角处有更尖锐的涡脱落，结构的奇异度强，因此 γ 值小。

表 1　方柱尾流各测点数据

测点位置 x/D	7	10	14	18	22	26	30
β	0.88	0.85	0.87	0.84	0.9	0.9	0.85
γ	0.081	0.106	0.102	0.123	0.043	0.021	0.124

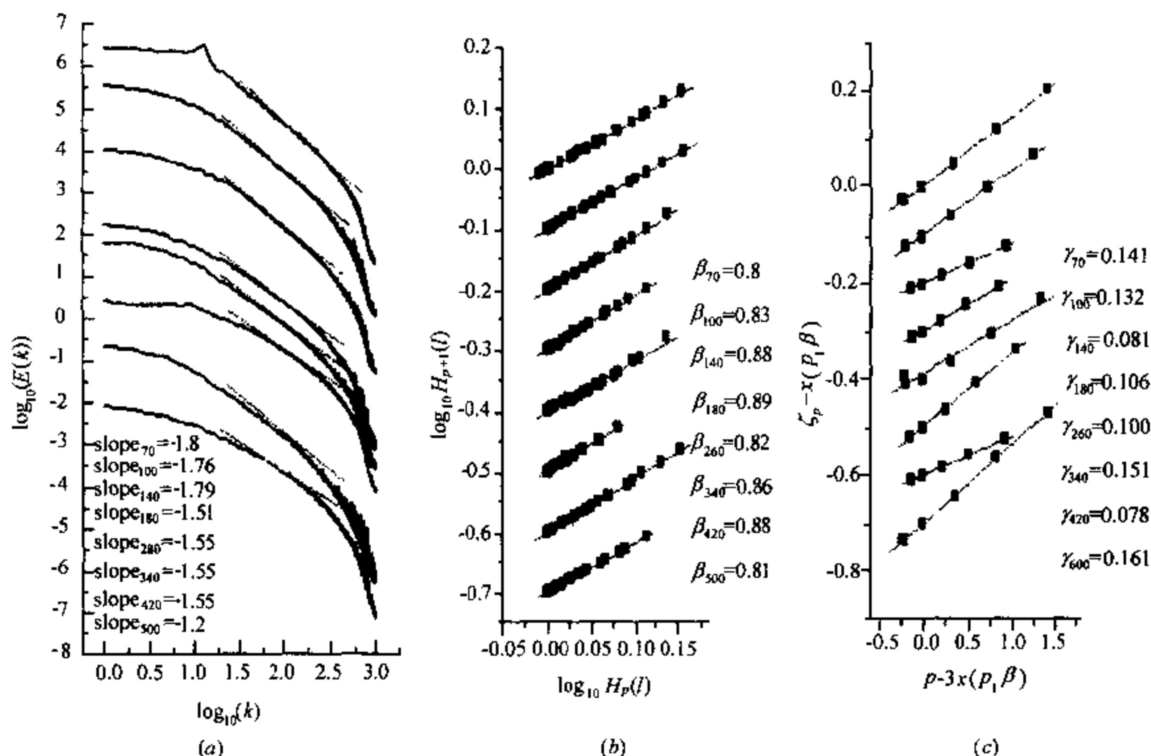


图 3 圆柱尾流各测点数据

(a)能谱;(b)β 检验;(c)γ 检验。

表 2 圆柱尾流各测点数据

测点位置 x/D	6	10	14	18	26	34	42	50
β	0.8	0.83	0.88	0.89	0.82	0.86	0.88	0.81
γ	0.141	0.132	0.081	0.106	0.109	0.151	0.078	0.161

4 结论:重新审视湍流问题

本文扼要介绍了湍流的复杂系统论的一些观点、研究课题以及部分研究结果。我们的主要思路是运用复杂系统的思维方法,对湍流问题进行深人的反思。湍流是工程应用中极其重要的问题,湍流在燃烧、传热、传质等过程中起着举足轻重的作用。我们需要认识到,对湍流的基本机制的研究必须把握应用上的需要,但要实现在工程应用上的突破必须加强基本机制的研究,两者相辅相成。我们认为,关键的问题在于正确认识湍流系统的"基元"结构,以及正确刻画"基元"结构之间的相互关联。湍流层次结构是对湍流基本涡结构的宏观统计性质的刻画,是描写湍流"基元"结构组合成大涡后的统计状态。湍流的复杂系统论应进一步将刻画复杂系统的一些新方法应用于湍流局部结构的统计分析,对湍流统计系综进行物理的、定量的分类,对湍流多尺度涡结构的相互作用给以充分定量的描述。可以说,湍流理论将是包含许多参数的理论,但湍流结构的参数应该由理论上自恰的方程来确定。湍流数值模拟必须联立求解包含湍流大涡运动与决定湍流小涡结构参数的方程。这些方程的获得不一定来自于 N-S 方程的直接模型化处理(如目前流行的大涡模拟模型),还可以从许多其他途径来推导,甚至需要

引进新的物理原理。这些研究不但对于湍流研究的突破非常关键,也对一般复杂系统的定量研究有很大的指导性意义。

致谢 本文的一些观点得益于与北京大学湍流及复杂系统研究国家重点实验室许多老师同学们经常的讨论,特别感谢顾志福教授和邹正平博士提供的数据。此项工作得到国家自然科学基金会杰出青年基金及教育部优秀回国人员基金的支持。

参考文献

1 Frisch U. Turbulence: The Legacy of A. N. Kolmogorov. Cambridge University Press, 1995
2 娄瑞谷可. 从复杂性研究看非线性科学与系统科学. 系统科学与工程研究,131~141. 上海科技教育出版社,2000
3 伊利亚·普利高津. 确定性的终结. 上海:上海科技教育出版社,1998
4 Tomas Bohr, Mogens H Jensen et al 湍流研究的动力系统方法. 北京:清华大学出版社,2000
5 许国志等。系统科学,上海:上海科技教育出版社,1998
6 Landau,LD, Lifshitz, EM. Fluid Mechanics, 2nd edition. Pergamon Press:Oxford, 1987
7 Kolmogorov AN, Acad CR. Sci. URSS 30, 301, 1941
8 She ZS, Leveque E. Universal scaling laws in fully developed turbulence Phys Rev Lett, 1994, 72: 336~339
9 余振苏, 苏卫东. 湍流中的层次结构与标度律. 力学进展, 1999, 29(3):1
10 邹正平. 湍流层次结构理论的实验研究. 北京大学湍流研究国家重点实验室博士后出站报告,2001
11 程雪玲. 湍流的计算及理论研究. 北京大学湍流研究国家重点实验室博士后出站报告,2001
12 湍流层次结构研究论文集(收录国际上部分湍流层次结构研究的27篇论文),北京大学湍流研究国家重点实验室,1999
13 She ZS et al. Scalings and structures in turbulent Couette-Taylor flows Phy Rev. E, 2001, 64(1), 016308

纳米力学进展

杨卫　郑泉水　方岱宁　黄克智
（清华大学工程力学系破坏力学开放实验室，北京　100084）

摘要　钱学森先生在1986年就指出了纳米科学的重要性。本文概述纳米力学的若干研究内容。先介绍纳观力学方法，包括属于纳观计算力学范畴的大规模分子动力学算法、连续介质/分子动力学交叠层算法、准连续介质算法和LMPM方法；属于纳观实验力学范畴的纳米云纹法和纳米压痕法。随即阐述纳米力学的新兴研究领域：包括纳米晶体的超塑性变形、纳观断裂力学、纳米管力学和纳米压痕力学。

关键词　纳观计算，纳米云纹法，纳米压痕法，纳米晶体，超塑性变形，纳观断裂力学，纳米管力学

引　言

以微电子和光电子器件为主要内涵的信息技术革命，造成了以纳米科学为标志的一块新领域。力学工作者被带入一个既非传统宏观，也非传统微观的科研处女地。在全球范围内，Bio-Info-Nano被公认为21世纪的科学技术前沿。固体在纳米尺度下力学行为已成为物质科学的重要内容。纳米力学是纳米科学的重要组成部分。克林顿著名的加州理工学院报告中提出的纳米科学技术的三项光辉前景中就有两个（指发展强度为钢的10倍而重量仅为钢几分之一的纳米结构材料；发展可将美国国会图书馆全部信息凝缩储存于厘米见方大小的纳米材料存储器）与纳米力学息息相关。钱学森先生在1986年就向国人指出纳米科学的重要性，并早在20世纪50年代就着手耕耘其力学基础——物理力学。

纳米力学仍处于萌芽状态。本文首先介绍可连接纳观、细观、宏观尺度的计算方法，包括大规模分子动力学算法、连续介质/分子动力学交叠层算法、准连续介质算法和LMPM方法；随之介绍用于纳米尺度力学量测的纳米云纹法和纳米压痕法，然后重点阐述纳米力学的若干新兴研究内容，如纳米晶体的超塑性变形、纳观断裂、纳米管力学和纳米压痕力学。

1　纳观计算力学

纳观尺度的计算中并存三种物理算法模型，即连续介质力学算法（适合于纳米以上的空间尺度和纳秒以上的时间尺度）、分子动力学算法（适合于10^9原子以下的计算规模和纳秒以下的时间尺度）、量子力学算法（适合于100个原子以下的计算规模）。若需计算模拟诸如表面、晶界、位错、纳米晶体、纳米裂纹之类的行为，需要借助于连续介质力学算法与分子动力学算法的结合[1,2]。

1.1　大规模分子动力学算法

1957年Livermore实验室的Alder和Wainwright用经典牛顿力学和原子间作用力定律进

行了分子动力学模拟。初始结构中诸原子的速度分布满足给定温度下的玻耳兹曼分布，模拟的真实性依赖于原子间作用势的准确程度。原子对势适合于表述多体效应不明显的离子晶体。对于金属晶体，对势无法确切表达弹性模量 C_{12}和 C_{44}。当原子所处环境与规整晶格排列有偏差时，特别需要考虑多体效应的修正。常用的多体修正包括原子镶嵌方法[3]、等效介质理论[4]和 Finnis-Sinclair 模型[5]。计算中经常采用周期性边界条件和 Verlet 蛙跳算法。20 世纪 90 年代之后，使用大规模并行计算机使得计算能力突飞猛进，已有高达 10^9 个原子的系统模拟结果，并由此导致“大规模原子模拟方法”的诞生[6]。对于 Giga-原子系统的模拟计算来说，每一时间步要并行采用数百个 100G 浮点处理器和大约 10Gbytes 的动态内存。若在模拟过程中每隔 10s 存储一次诸原子的笛卡儿坐标，就会产生大约 250Mb/s 的稳态数据流。

1.2 连续介质－分子动力学交叠层算法

扩大计算规模的一个可能办法在于将原子模拟与连续介质远场相耦合，其典型代表为“柔性边界方法”[7]。该方法将包含缺陷的原子区镶嵌在一个或者多个外部区域中，后者的自由度随一定规则而调整，如位错或裂尖处的连续介质弹性解可用于建立围绕该类缺陷的原子构型。Thomson 等[8]对整个系统使用格林函数。在“格林函数方法”中，晶格原子通过短程非线性势与近邻原子相互作用，算出晶格中的静态缺陷结构。采用分层次的计算方法，先算完整晶格的格林函数，再算更复杂的缺陷晶格，最后对非线性结构问题进行收敛逼近。

宏观、细观、纳观诸层次的结合需要发展多层次交叠的空间离散技术和时间加速计算技术。多层次的空间离散技术包括空间分域技术（即分为具有宏观、细观、纳观特征的区域）及不同层次区域的嵌合技术。其技术内涵包括：以嵌盖层与吸收层为特征的缺陷结构透越技术；原子/连续介质的嵌套算法；细观和纳观统计数值计算技术；破坏过程区移动时不同层次区域的跟随－转换和无缝连接技术。多层次计算的一个更艰巨的任务是在不同时间尺度下的时间加速技术。原子运动的特征时间在飞秒量级，它与宏观运动的时间相差十几个量级。需要发展在神经网络算法支持下具有跨层次逐步学习功能的计算技术和多层次的逐级时间更新技术。Kohloff 等[9]提出一种“原子－有限元耦合方法”，通过一排或者多排包含数个原子的体单元所形成的过渡区将内部原子区域和外部有限元区域耦合起来。这些体单元的顶点坐标随各体单元内所含原子的应力和位移平均值而更新。Yang 等[10]、Tan 与 Yang[11,12]发展了宏细纳观三层嵌套模型。其构成方案为：① 用原子镶嵌模型和分子动力学理论模拟裂尖附近的纳观区行为；② 用弹性基体加离散位错来描述细观区行为，位错的运动由位错动力学曲线支配；③ 在纳观区与细观区的交界上采用原子/连续介质交叠带和缺陷结构的透越技术，以实现裂尖发射位错的跨层次传递；④ 在宏观区采用超弹性/粘塑性大变形本构关系和有限元计算方案；⑤ 在纳观区与细观区的交界上采用位错吸收条件。该原子点阵/连续介质的嵌套算法还可以模拟界面结构与形貌。在原子点阵/连续介质交叠带方案下，Yang 等[10]模拟出从裂尖发射的原子点阵位错运行并转变为连续介质位错群的动态过程，见图 1，并探讨了在不同界面断裂混合度下波折界面对位错发射的抑制作用。

1.3 准连续介质算法

另一种原子/有限元方法是 Tadmor, Ortiz 和 Phillips 提出的“准连续介质”方法[13,2]。准连续介质方法在缺陷核心附近使用原子尺度解，而在远场以“代表原子”为特征进行粗化描述。在代表原子选择时根据误差自动调节自由度：在误差指标大的区域增加自由度。准连续介质方法利用原子物理的概念来建立能量势，而计算方案却采用了自适应有限元的思想，使用优化的自适应可调空间网格。在描述单个原子的单元中明确考虑原子间相互作用，而由多个原子

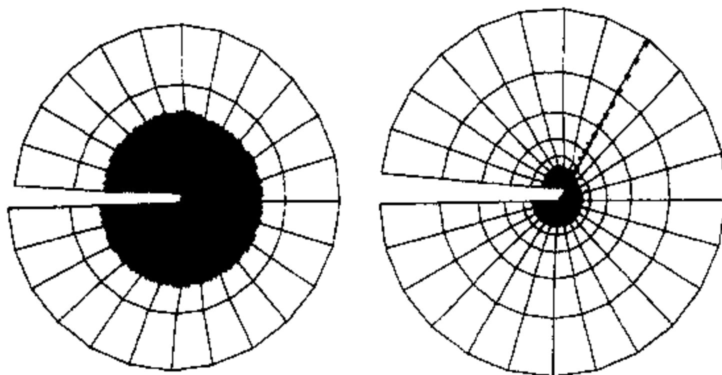


图 1　界面断裂时的位错发射过程

组成的单元则随代表原子的响应而变形。它基于晶格静力学，以非动力学形式将原子信息引入连续介质力学，通过减少原子自由度来实现原子论和连续介质的耦合。目前该方法只能求解静态弛豫问题。

1.4　LMPM 方法

Tan 和 Nairn 最近提出了兼取自适应材料点方法(MPM)和分子动力学模拟方法(MD)之长的"晶格材料点方法"(LMPM)[14]。晶格材料点既代表连续介质意义上的材料点，又代表原子意义上的晶格点。LMPM 为这两个表述之间提供平滑过渡，并将两者投影于一个背景网格中。原子区域和连续介质区域靠网格点进行无缝连接。在连续介质计算中，网格用作求解连续介质方程的插值空间；在原子计算中，网格用于映射相邻颗粒。连续介质区域和原子区域的区分是动态的，在模拟过程中是自适应可调的。连续介质区域的物质点具有分层结构，从而解决空间和时间尺度的优化计算和层次迭代问题。

2　纳观实验力学

2.1　纳米云纹法

云纹干涉法可达到 3000 线/mm 的栅线密度，即亚微米级分辨率。Kishimoto[15] 提出的电子束云纹法可达到 10000 线/mm 的栅线密度，是目前能达到的最高水平。Dai 和 Xing[16] 最近提出纳米云纹法，利用晶格点阵作为云纹法的光栅。由于晶格常数在 0.2～0.4nm 量级，因此光栅的分辨率可达到纳米量级。兼之以条纹倍增技术，纳米云纹法可望达到 0.1nm 的位移分辨率。纳米云纹法在透射电镜下以高倍率拍摄晶格像，在照相底片上形成线密度为数十线/mm 的晶格像。用相同栅线密度的标准单向光栅与晶格像叠合，使光栅的栅线方向沿指定晶向。将叠合后的标准单向光栅与晶格像置于 Fourier 滤波光路，选取第一级衍射谱，在滤波孔后可以观察到亮暗相间的云纹，代表垂直于单向光栅的等位移线。对应于 y 方向位移可用 $u_y = N_y p / M$ 进行计算，其中 N_y 为条纹级数；p 为参考栅的节距；M 为电镜放大倍率。原子的层间滑移量可表示为 $\delta = lb/L$，其中 l 为层间滑移引起的云纹位错量；L 为云纹间距；b 为 Burgers 矢量的模。也可以用云纹图识别位错，条纹相交与中断之处即为刃位错的发生地。

2.2　纳米压痕法

压痕实验已有百余年历史。基于压深传感的压痕技术，通过连续记录的载荷-位移加卸载

曲线,可推定出材料的弹性模量、硬度、屈服应力、幂次律蠕变指数。纳米压痕实验设备的载荷精度已达到几十个纳牛顿,位移精度达到0.1nm,可以精确地完成量程为数十个纳米的压痕实验,形成了纳米压痕测量技术。由于纳米压痕实验可在极浅深度下测量硬度,所以被广泛用于测量微米或纳米晶粒材料及薄膜的力学性能。Bahr 等[17]利用纳米压痕实验完成了低于50nm 深度的硬度测量。Adams[18]用纳米压痕实验研究了颗粒薄膜凝聚体的断裂机制。纳米压痕实验还可以测量材料表面的残余应力、复合材料的界面强度、晶界附近的硬度变化、半导体材料特别是硅的位错形态等。

3 纳米晶体力学

自 1984 年德国科学家 Gleiter 把 6nm 的金属粉末压制成块体,提出纳米晶体的概念以来,世界各国对这种新材料给予极大关注[19]。关于纳米晶体的力学性能(如纳米晶体的弹性模量、Hall-Petch 关系等)的研究与日俱增。Yang 等[20]利用位错注入和纳米晶体的演化理论来分析表面纳米化层的形成和纳米晶体的超塑性变形。当晶粒尺寸为微米量级时,晶粒间的变形不协调可通过位错的生成和运动来消除;但当晶粒尺寸减小到 20nm 范围内时,实验表明晶粒内鲜有位错存在。在载荷作用下,纳米晶体由仅可弹性畸变的晶粒和粘性、可物质扩散的晶界组成,晶界滑动和晶粒转动必然发生。分子动力学模拟[3]表明:平均晶粒尺寸为 5.2nm 的铜晶体的变形由在晶界处发生的细滑移启动。晶粒内部的位错贫乏并不能抑制纳米晶体的塑性变形能力,材料学家反而对纳米晶体的室温超塑性行为寄予厚望[21]。最近,Lu 等[22]报道了在室温(23%熔点温度)下对平均晶粒尺寸为 30nm 的纳米铜进行超塑性轧制,延伸率达到5100%的惊人结果。在如此严重的轧制变形下,晶粒仍保持等轴,没有形成织构,晶体内的位错密度仅略有增加。Yang 等[23]采用微结构演化算法来模拟这一过程,其主要出发点为:最小能量扰动原则——在纳米晶体中给定的应变增量下,由造成错配的晶界几何必需位错产生的应变能扰动,加上诸种耗散造成的能量扰动应取极小值;虚功原理——该极小化的能量扰动应等价于应力作用在给定应变增量上的功。

Ashby 与 Verrall[24]曾经给出一个生动的四晶粒团簇模型来描述变形:沿拉伸方向的晶粒间距加大,垂直于拉伸方向的晶粒间距减小。但该模型尚未形成一个变形的闭环。图 2 表述含 9 个六边形晶粒的团簇模型,晶粒的外切圆直径为 D,团簇的面积为 $27\sqrt{3}D^2/8$。假设团簇的厚度在变形过程中保持为 D。在晶界滑移,晶粒旋转,质量扩散和有序/无序转变过程中始终保持质量守恒。图 2(a)~(d)展示了 9 晶粒团簇的 4 个基本变形步骤。整个变形环节由插入过程(图(a)~(c))和旋转过程(图 2(d))构成。其完成可使试样的长度伸长一倍,横截面减小一半。图 2(a)和(d)的晶粒构型完全相同,因此该环节可循环往复,实现任意延伸率。

缓慢加载时,宏观变形产生的纳观畸变可由物质扩散、晶粒转动和晶界滑移所容纳,由此可忽略晶界处由于变形不协调所需的弹性变形和跨晶粒位错发射。于是塑性耗散仅包括:① 从源至汇的质量扩散;② 晶界滑移;③ 晶界面积波动;④ 由有序至无序态变化。后两项贡献将为纳米晶体提供蠕变门槛应力。完全弛豫状态下的本构关系可导出为[23]

$$\dot{\epsilon} = C(\sigma - \sigma_{th}) \tag{1}$$

式中蠕变率为

$$C = \frac{\sqrt{3}\Delta\epsilon^2}{8D}\left[\frac{m^2 K_B T D}{3\Omega\left(nD_V + D_B\sum_{i=1}^{n}\frac{\delta}{l_i}\right)} + \frac{\eta_B}{\delta}s^2\right]^{-1} \tag{2}$$

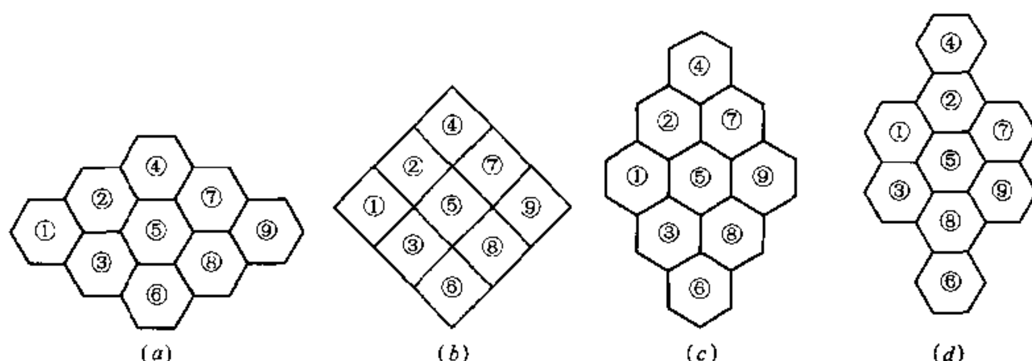


图 2　9 晶粒团簇模型

(a)初始结构；(b) 插入临界结构；(c) 插入阶段完成；(d) 旋转 30°。

蠕变门槛应力为
$$\sigma_{\mathrm{th}}\frac{1}{\Delta\varepsilon}\left[\left(\sqrt{2\sqrt{3}}-\sqrt{3}\right)\frac{4\Gamma}{3D}+\left(1-\frac{\pi}{2\sqrt{3}}\right)\Delta g\right] \tag{3}$$

式(1)表达的线性蠕变律与 Cai 等[25]的纳米铜实验数据吻合。为将上述理论预测与 Cai 等的实验做定量比较，可从现有文献中提取下述铜的数据：弹性模量 $E = 115\mathrm{GPa}$、泊松比 $v = 0.31$、原子体积 $\Omega = 8.78\times10^{-30}\mathrm{m}^3$；晶界扩散常数为 $D_{0\mathrm{B}} = 3\times10^{-9}\mathrm{m}^2/\mathrm{s}$、$\Delta Q_{\mathrm{B}} = 0.72\mathrm{eV}$、$\delta = 0.5\mathrm{nm}$[25]；体扩散常数为 $D_{0\mathrm{V}} = 4.4\times10^{-6}\mathrm{m}^2/\mathrm{s}$、$\Delta Q_{\mathrm{V}} = 1.98\mathrm{eV}$；晶界比能为 $0.53\mathrm{J/m}^2$。取无应力下三晶交处的半径为 $r_{\mathrm{triple}} = 1.5\delta \approx 0.75\mathrm{nm}$，则可算出有序态和无序态之间的内能差为 $\Delta g = 7.95\times10^8\mathrm{J/m}^3$。纳米铜的平均晶粒尺寸取为 30nm[22,25]。

若沿用 Coble 蠕变模型，所预测的蠕变率为实验值的 5 倍；若采用 Ashby-Verrall 模型，所预测的蠕变门槛应力仅有实验值的 5%。而 9 晶粒模型可不需任何拟合参数得到与实验值吻合的结果，见图 3。

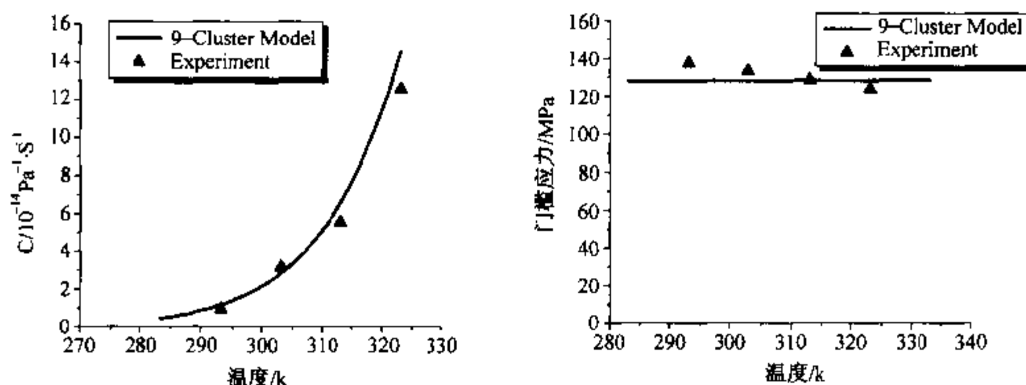


图 3　纳米铜的蠕变率(左图)和门槛应力(右图)

4　纳观断裂

4.1　纳观断裂的理论特征

断裂过程可分为解理、准解理和延性断裂三类。解理断裂过程可由 Griffith 理论精确地表达。准解理过程指位错发射和解理交替或共同出现的过程，它可能由周边介质的强约束、材

料的率敏感性、或纳米裂纹形核造成。纳米裂纹的形核机制包括裂尖无位错区的形成、位错在无位错区前的反塞积、塞积位错应力场对裂尖应力峰的前移、纳米裂纹形核和与主裂纹汇接等过程[26]。延性断裂更为复杂,可用细观损伤胞元带模拟延性撕裂过程。

断裂过程的纳观层次研究在于探讨断裂分离时原子运动特征[1,27~29]。探讨在宏观力学氛围下,裂纹顶端原子聚集体作为动力系统从确定性运动转为随机或部分随机运动的规律;探讨原子振动混沌模式在裂纹顶端随应力强度因子历史的时间演化和空间传播特征;探讨裂尖原子运动形态与材料韧脆转变行为的关系。对裂纹尖端原子的非线性运动的研究结果揭示了裂尖原子运动的突变行为与混沌现象。现已发现:① 在准静态解理断裂前会发生原子混沌运动的前兆[27,28],该混沌过程所需的 K 场激发值仅为准静态下理论断裂韧性值的一半;② 位错的发射也具有混沌特征,并形成位错云的时空结构[27,29],裂尖位错发生混沌所需的应力强度因子值亦仅为准静态理论值的一半,位错在时空位置上飘忽不定的概率分布造成位错云;③ 材料韧脆转变决定于解理与位错发射两种混沌模式在时间演化和空间传播的竞争。

4.2 纳观断裂的实验量测

在纳观断裂的实验研究中,多以单晶硅为研究的背景材料。单晶硅具有良好的晶格结构和狭窄的韧脆转换温度。实验[30]从 Si 单晶{111}面的片状样品上截取试样,机械减薄至 30 μm厚,再经离子减薄至穿孔。在离子减薄过程中,局部残余应力在孔边造成的微小裂纹可视为预制裂纹。裂纹尖端呈纳米级尖锐,裂纹导向于沿极易解理的[110]方向。用螺旋测微仪沿径向对透射电镜载物台的铜网施加径向 2μm 的预压缩位移,然后把试件用胶粘结于铜网上,待胶固化后卸掉加在铜网上的载荷。利用铜网的回弹力给单晶硅薄膜施加垂直于[110]晶向的拉伸载荷,形成Ⅰ型裂纹。裂纹位于水平位置,裂尖从右向左自 D 点扩展到 A 点。图 4 为裂纹尖端的云纹图。在 D 点斜上方有若干处云纹条纹中断点和交汇点,对应于位错所在地。这表明,伴随着载荷的增加,在裂尖附近滑移方向开始发射位错,发出的位错滞留在裂纹附近,并随即发生沿裂尖的解理扩展。裂尖前方应变分布规律对于研究纳观破坏机理至关重要。由图 4 可测得裂尖前方沿 Ax 线的 y 向应变,绘于图 5。测量的区域逼近至裂尖 4nm 处。该图将测量结果与线弹性断裂力学理论预测结果做了比较。在平面应力状态下的 K 场应变为 $\varepsilon_y = K(1-v)/(E\sqrt{2\pi x})$。这里 $K \approx 1.21\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$ 为Ⅰ型裂纹应力强度因子,硅单晶的杨氏模量和泊松比分别为 107GPa 和 0.3。由图 5 可见,理论值与实验值吻合较好;裂尖应变可以达到 5%,所对应的面内等双轴应力高达 7.6GPa。

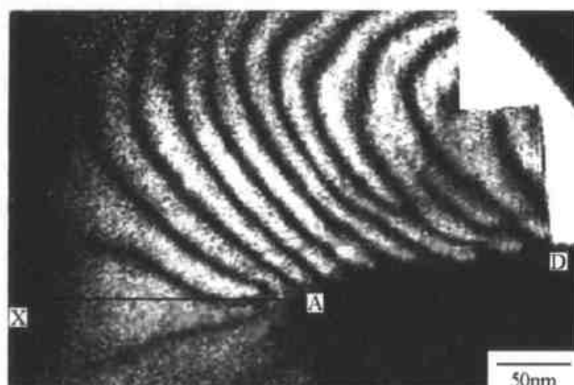


图 4 裂尖的云纹图

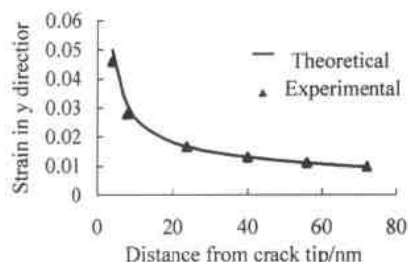


图 5 裂尖的应变分布

为了凸现位错发射，可将图4所示的云纹图叠加载波条纹来得到图6所示的云纹图。载波条纹的叠加由改变参考栅频率并在参考栅与晶体照片之间进行刚性转动实现的。在 y 向叠加的载波虚应变为 $\epsilon=-0.035$，刚体转动为 $\alpha=0.011\mathrm{rad}$。从图6所示的云纹图中可观察到两种位错：一种是位于 D 点上方的完整位错；另一种为延展而成的部分位错。部分位错由拐折为 $b/3$ 和 $2b/3$ 的两部分连接而成。

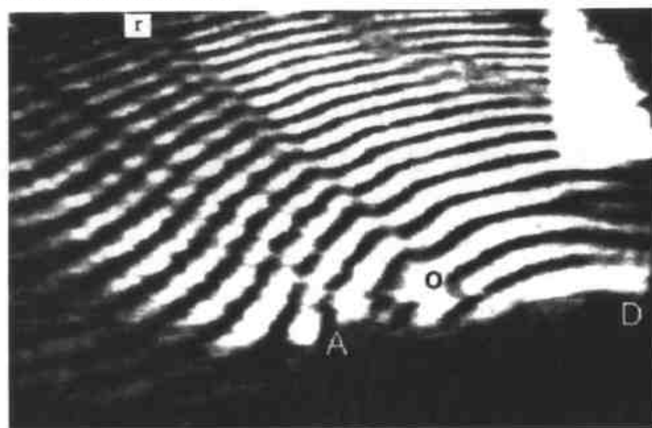


图6　沿着 or 线的 Peierls 型位错(带有负载波条纹)

5　纳米管力学

1991年，Iijima[31]在石墨电弧放电产物中发现了碳纳米管。碳纳米管的杨氏模量 E 为1TPa左右，拉伸强度可以达到20～63GPa，理论预测的破断应变可以达到50%左右。碳纳米管的超高强度和纳米量级的管径使之很难对其进行有效的力学夹持，因此难于直接测量其力学行为。几乎所有的测量都是通过间接方法得到。以弹性模量为例：Treacy[32]在透射电镜下，利用热振动的方法激振悬臂梁，对随温升而变化的热振动幅度进行统计物理学分析，可得到杨氏模量为1.8±1.4TPa。Wong[33]直接用原子力显微镜探针对单根纳米管构成的悬臂梁加集中力的载荷，利用材料力学公式可推知弹性模量为1.27TPa左右，且与管的半径无关。Poncharal等[34]利用电振动的方法分析共振频率来得到模量，得出E随着碳管半径增大而减小的结论。Yu[35]测量了单根多层纳米管的拉伸模量，发现纳米管在外层上断裂，该层的拉伸强度为11～63GPa。

可借助于分子动力学或借助于植入碳管原子间作用势的等效连续介质方法对纳米碳管进行理论分析。如可利于大变形非线性弹性的分叉分析来预测单层纳米管在拉伸、弯曲和扭转情况下的破断应变。在这一方案下所得到对纳米管拉伸的破断应变预测值(53%)与分子动力学的模拟值(55%)相近[36]。Liu等[37]运用有限元方法模拟了纳米管梁在纯弯条件下的屈曲变形，得到了弯矩和曲率半径的非线性本构关系，见图7；发现其非线性行为由高度各向异性的碳纳米管的表层失稳褶皱所造成。

6　纳米压痕力学

纳米压痕力学的一个关键问题在于压痕的尺度效应。压痕越小，测量的表观硬度就越高。

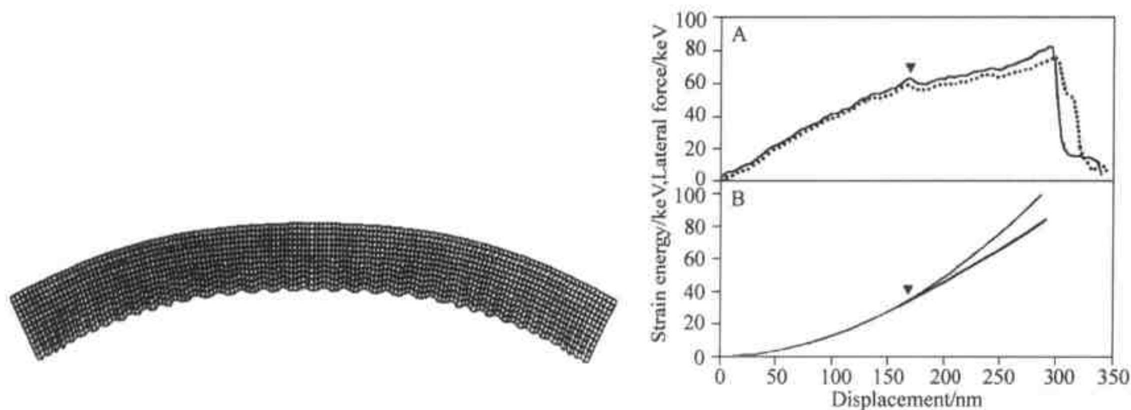


图 7　纳米管壁在弯曲时的褶皱(左图)和对应的非线性响应(右图)

借助于在压痕过程中所引入的几何必需位错[38],研究者们发现该过程特别适宜于用基于位错机制的塑性应变梯度理论来描述。在这一理论框架下,Huang 等[39]在小变形,Hwang 等[40]在有限变形的范畴下,分别得到了硬度与压痕深度的近似方根依赖性。

在极浅的纳米压痕阶段,压痕作用力与压痕位移呈现跳跃式的关系。这是由首批位错环的孕育和淬发而造成。泡沫筏模拟实验[41]表明位错环的形核点为压痕接触半宽的 0.78 倍。在极浅的纳米压痕下呈现了台阶状的压痕作用力与压痕位移关系。

一个有趣的问题是对纳米晶体薄膜的纳米压痕行为。这时晶粒尺寸与压痕深度的比值 D/h 成为关键参数。当 D/h 远大于 1 时,情况类似于对单晶的纳米压痕,具有由首批位错环的孕育和淬发而造成跳跃式响应;当 D/h 在 1 附近时,晶界对位错环的阻滞效应非常重要;当 D/h 远小于 1 时,情况类似于对纳米晶体的深度压痕,需要采用第 3 节中所描述的纳米塑性行为来作为受压体的本构关系。

参 考 文 献

1　杨卫. 宏微观断裂力学. 北京：国防工业出版社，1995

2　Ortiz M, Phillips R. Nanomechanics of defects in solids. Advances in Applied Mechanics, 1999, 36: 1～79

3　Schiotz J, Di Tolla F D, Jacobsen K W. Nature, 1998, 391: 561

4　Daw MS, Baskes MI, Bisson CL, et al. Application of Embedded Atom Methods to Fracture, Dislocation Dynamics and Hydrogen Embrittlement; in Modeling Environmental Effects on Crack Growth Processes, Edited by R. H. Jones and W. W. Gerberich. The Materials Society, Warrendale, PA,1986, 99～124

5　Finnis M W, Sinclair J E. A simple empirical N-body potential for transition metals. J Phi Mag, 1984, A50: 45～55;Erratum, J Phil Mag, 1986, A53: 161

6　Abraham F. F. Atomic simulations of crack propagation", Materials Science for the 21st Century, Invited papers, vol. A, 195-202, May 2001, The Society of Materials Sciences, Japan

7　Sinclair J, Gehlen PC, Hoagland RG, et al. Flexible boundary conditions and nonlinear geometric effects in atomic dislocation modeling. J. Appl. Phys., 1978, 49: 3890－97

8　Thomson R, Zhou SJ, Carlsson AE, et al. Lattice imperfections studied by use of lattice Green's functions. Phys. Rev. B: Condens. Matter, 1992, 46: 10613～43

9　Kohloff S, Gumbsch P, Fischmeister HF. Crack propagation in b. c. c. crystals studied with a combined finite-element and

atomistic model. Philos. Mag. A, 1991, 64: 851～78

10 Yang W, Tan H. L. and Guo T. F., Evolution of crack tip process zone, Modelling and Simulation in Material Science and Engineering, 2(1994):, 767-782

11 Tan HL, Yang W. Atomistic/continuum simulation of interfacial fracture, Part I: Atomistic simulation. Acta Mechanica Sinica, 1994, 10: 151～162

12 Tan HL, Yang W. Atomistic/continuum simulation of interfacial fracture, Part II: Combined atomistic/dislocation/continuum simulation. Acta Mechanica Sinica, 1994, 10: 237～249

13 Tadmor E B, Ortiz M, Phillips R. Quasicontinuum Analysis of Defects in Solids. Philos Mag A, 1996, 73: 529～63

14 Tan H, Nairn JA. Hierarchical, adaptive, material point method for dynamic energy release rate calculations. Comput Methods Appl. Mech Engrg, submitted, 2001

15 Kishimoto S, Egashira M, Shinya N, et al. Local micro-deformation analysis by means of microgrids and electron beam moiré method, Proceedings of 6th International Conference on Mechanical Behavior of Materials, eds. M. Jono and T. Inoue, 1991, Pergamon Press, Oxford, 4: 661～666

16 Dai FL, Xing YM. Nano-moiré method. Acta Mechanica Sinica, 1999, 15: 4

17 Bahr DF, Kramer DE, Gerberich WW. Nonliner deformation mechanisms during nanoindentation. Acta Mater, 1998, 46: 3605～3617

18 Adams MJ. Nanoindentation of particulate coating. J Mater Res, 1999, 14: 2344～2350

19 Gleiter H. Nanocrystalline materials. Prog Mater Sci, 1989, 33: 223～315

20 Yang W, Wang W, Yang Q. Forming and deforming nano-grained metals, Mater. Sci. for the 21st Century, Invited Papers, A: 348～356, May 2001, The Society of Materials Sciences, Japan

21 Karch J, Birringer R, Gleiter H. Ceramics ductile at low temperature. Nature, 1987, 330: 556～558

22 Lu L, Sui M L, Lu K. Superplastic extensibility of nanocrystalline copper at room temperature. Science, 2000, 287: 1463～1466

23 Yang W, Wang H, Hong W. Deformation of Nano-grained Metals, Changsha, Aug. 2001, ISM2E-YS

24 Ashby MF, Verrall RA. Diffusion-accommodated flow and superplasticity. Acta Metallurgica, 1973, 21: 149～163

25 Cai B, Kong QP, Lu L, et al. Interface controlled diffusional creep of nanocrystalline pure copper. Scr Metall, 1999, 41: 755～759

26 Zhu T, Yang W, Guo T. Quasi-cleavage processes driven by dislocation pileups. Acta Metall Mater, 1996, 44: 3049

27 Yang W, Tan HL. Chaotic atom motion excited by fracture. Material Scientific Research International, 1996, 2: 1～12

28 Tan HL, Yang W. Nonlinear motion of atoms at a crack tip during cleavage processes. Int J Fracture, 1996, 77: 199～212

29 Tan HL, Yang W. Nonlinear motion of atoms at a crack tip during a dislocation emission processes. J Appl Physics, (1995) 78: 7025～7034

30 Xing YM, Dai FL, Yang W. Experimental study about nano-deformation field near quasi-cleavage crack tip. Science in China, 2000, 43: 963～968

31 Iijima, S. Helical microtubes of graphitic carbon. Nature, 1991, 354: 56～58

32 Treacy MMJ, Ebbesen TW, Gibson JM. Exceptionally high Young's modulus observed for individual carbon nanotubes. Nature, 1996, 381: 678～680

33 Wong EW, Sheehan PE, Lieber CM. Nanobeam mechanics: elasticity, strength, and toughness of nanorods and nanotubes. Science, 1997, 277: 1971～1975

34 Poncharal P, Wang ZL, Ugarte D, et al. Electrostatic deflections and electromechanical resonances of carbon nanotubes. Science, 1999, 283: 1513～1516

35 Yu MF, Lourie O, Dyer MJ, et al. Srength and breaking mechanism of multiwalled carbon nanotubes under tensile load. Science, 2000, 287: 637～640

36 Zhang P, Huang Y, Gao HJ, et al. Fracture nucleation in single-wall carbon nano-tubes under tension - A continuum analysis incorporating interatomic potentials. J Appl Mech, 2001

37 Liu JZ, Zheng QS, Jiang Q. Effect of rippling mode on resonances of carbon nanotubes. Phys Rev Lett, 2001, 86: 4843～4846

38 Nix WD, Gao H. Indentation size effects in crystalline materials: a law for strain gradient plasticity. J Mech Phys Solids, 1998, 46: 411－425

39 Huang Y, Xue Z, Gao H, et al. A study of microindentation hardness tests by mechanism-based strain gradient plasticity. J Mater Res, 2000, 15: 1786－1796

40 Hwang K.C , Jiang H., Huang Y., Gao H., Hu N., A finite deformation theory of strain gradient plasticity, J Mech. Phys. Solids,2001, accepted for publication

41 Gouldstone A, Van Vliet KJ, Suresh S. Simulation of defect nucleation in a crystal. Nature, 2001, 411: 656

从简单系统的定量分析到复杂巨系统的综合集成

庄逢甘　　　　　　　　　　黄志澄

（中国航天科技集团公司，北京　100830）（北京系统工程研究所，北京　100101）

摘要　阐述了钱学森先生从一个杰出的力学家到一个杰出的航空航天科学家；从系统工程到开放式复杂巨系统理论，从发扬科学的民主集中制到定性到定量的综合集成技术的过程，作为对钱学森先生九十寿辰的纪念。最后，讨论了力学与系统科学的关系。

关键词　钱学森，力学，系统工程，复杂巨彼系统，系统科学

引　言

人类的20世纪，是科学技术突飞猛进，推动社会飞速发展的一个世纪，从而创造了科学技术的百年辉煌。在这百年之中，造就了一批杰出的科学思想家，其中也包括我国著名科学家钱学森先生。今年12月11日，是钱学森先生九十寿辰。本文阐述了他从一个杰出的力学家到一个杰出的航空航天科学家；从系统工程到开放式复杂巨系统理论，从发扬科学的民主集中制到定性到定量的综合集成技术的过程。概括一句话，本文谨以阐述他从简单系统的定量分析到复杂系统的综合集成的过程，作为对钱学森先生九十寿辰的纪念。

1　从一个杰出的力学家到一个杰出的航空航天科学家

钱学森先生1911年12月11日出生于上海，3岁时随父亲到了北京。1929年从北师大附中毕业。1934年夏，钱学森获交通大学机械工程学七学位，考取清华公费留学生，次年赴美。钱学森1935年进人麻省理工学院航空系，1936年10月他转学到加州理工学院，开始了与力学大师冯·卡门，先是师生后是亲密合作者的情谊。1939年钱学森先生获得了加州理工学院航空与数学博士学位，1945年成为该院的副教授。1947年初，他成为麻省理工学院的正教授。冯·卡门这样评价钱学森先生："他在许多数学问题上和我一起工作。我发现他非常富有想象力，他具有天赋的数学才智，并能成功地与准确洞察自然现象中的物理图像的非凡能力结合在一起。作为一个青年学生，他帮我提炼了我自己的某些思想，使一些很艰深的命题变得豁然开朗"。

钱学森先生在力学的许多领域都做过开拓性的工作。力学发展的源泉来自社会发展的应用需求。由于发展高速飞行器的需要，钱学森先生早年对高速空气动力学的发展，做出了杰出的贡献。20世纪30年代开始迅速发展的气体动力学，或者叫可压缩流体力学，为超声速飞行和高超声速的飞行奠定了理论基础，指明了超声速和高超声速飞行器的发展方向。钱学森先生在这方面的贡献包括：

(1) 1938 年钱学森与冯·卡门合作进行的可压缩流体边界层研究,揭示了在可压缩层流边界层中,飞行器的摩擦阻力与气动加热在不同马赫数和壁温比下的相互关系,从而为确定高速飞行器的气动加热打下了基础。

(2) 20 世纪 30 年代末,试验飞机模型的风洞的风速一般都不高,不能测定飞机在高马赫数飞行时表面受到的压力,因此亟需一个从低马赫数风洞实验结果修正到高马赫数的方法。他在 1939 年发表了关于可压缩流体二维亚声速流动的研究结果,冯·卡门在 1941 年发表了关于空气动力学中压缩效应的研究结果。后来这些结果被称为“卡门-钱学森公式”。

(3) 钱学森与郭永怀合作,最早在跨声速流动问题中引入上下临界马赫数的概念。他们发现,对高速飞行真正有实际意义的是上临界马赫数,而不是以前大家所注意的下临界马赫数。这是一个重大发现。

(4) 钱学森首先提出了高超声速流动相似率,为高超声速飞行器的设计奠定了基础。

(5) 1946 年钱学森将稀薄气体的物理、化学和力学特性结合起来,对稀薄气体动力学进行了开创性的研究。

除此以外,钱学森于 1953 年,正式提出了物理力学概念,主张从物质的微观规律去确定其宏观力学特性,改变过去只靠实验测定力学性质的方法,大大节约人力物力,并开拓了高温高压的新领域。钱学森先生在固体力学方面,对薄壳稳定问题也有重要贡献。

在喷气推进与航天技术领域,钱学森先生做出了特别卓越的贡献。加州理工学院古根海姆航空实验室的火箭研究工作,是马林纳、钱学森和其他热心于火箭的人于 20 世纪 30 年代后期开始的。1936 年他在冯·卡门指导下,与马林纳等一起研究火箭发动机的热力学问题、探空火箭问题和远程火箭问题等,并参与了美国早期用可储存液体推进剂的几种试验性火箭,如 1945 年的“女兵下士”探空火箭和后来的“下士”导弹的研制工作。

1949 年,钱学森担任加州理工学院新设的古根海姆喷气推进中心的主任,并讲授火箭技术及喷气推进技术课程。从 20 世纪 40 年代到 60 年代初期;钱学森在火箭与航天领域提出了若干重要的概念:20 世纪 40 年代提出并实现了火箭助推起飞装置,使飞机跑道得以缩短;1949 年提出了火箭旅客飞机概念和关于核火箭的设想;1953 年研究了行星际飞行的可能性;1962 年出版的《星际航行概论》中,他提出了用一架装有喷气发动机的大飞机作为第一级运载工具、用一架装有火箭发动机的飞机作为第二级运载工具的天地往返运输系统概念。

在 20 世纪 40 年代末、50 年代初,钱学森在总结第二次世界大战后,迅速发展的控制与制导工程技术实践时,发现并提炼出了指导控制与制导系统设计的普遍性概念、原理和方法,从而创建了一门技术科学“工程控制论”。工程控制论在其形成的过程中,把设计稳定与制导系统这类工程技术实践作为主要研究对象。1951 车钱学森研究了“一种探空火箭的最优推进的设计”,即探空火箭的最优弹道问题,要求提出一条理想弹道,在相同的燃料消耗条件下,使火箭达到的高度最大。1952 年还研究过如何利用反馈控制的方法使火箭发动机中的燃烧过程稳定,成功地建立了描述燃烧室压力变化规律的方程。第一版《工程控制论》原是用英文写的,1954 年在美国出版。此后,俄文版、德文版、中文版相继出版。工程控制论从深度与广度上,推动了电子计算机技术、核能技术、航空航天技术和光电子技术等的发展。

钱学森先生以他在总体、动力、制导、气动力、结构、计算机、质量控制等领域的丰富知识,在组织领导新中国的火箭、导弹和航天器的研究发展中,发挥了巨大作用,对中国火箭、导弹和航天事业的迅速发展,做出了杰出的贡献。

钱学森先生从一个杰出的力学家到一个杰出的航空航天科学家的过程,说明了作为综合

集成技术的航空与航天的发展，与许多学科有关，其中与研究物质运动和能量的科学——力学的关系最早、最深。一方面，航空航天不断地给力学的发展提出了许多新的课题；另一方面，力学也为航空航天的发展提出了许多新概念、新思想、新方法。航空航天作为力学的需求牵引，力学作为航空航天的主要技术推动因素。航空航天与力学互相促进，相得益彰。因此，许多力学家也都是航空航天科学家，其中钱学森先生就是把力学与航空航天结合得最成功的一位。

2 从系统工程到开放式复杂巨系统理论

钱学森先生在我国航天系统工程的长期实践中，提炼出系统工程理论，是他的一大贡献。钱学森先生说：我们把极其复杂的研制对象称为"系统"，即由相互作用和相互依赖的若干组成部分结合成的具有特定功能的有机整体，而且这个"系统"本身又是它所从属的一个更大系统的组成部分。1978年钱学森先生与许国志、王寿云同志在《文汇报》上的文章《组织管理的技术 系统工程》，在全国范围内，吹响了向系统工程进军的号角。在20世纪80年代初期，钱学森先生又提出了国民经济建设总体设计部的概念，坚持致力于将系统工程概念推广应用到整个国家的经济建设。他最早提出了军事、农业等14门系统工程，以后又不断提出诸如草业、沙产业等系统工程。

钱学森先生在系统科学思想的研究方面的贡献，首先体现在提出一个清晰的现代科学技术的体系结构，并进而形成整个系统科学体系。系统科学是以系统为研究和应用对象的一个科学技术的门类。如同自然科学、社会科学、数学科学等一样，它是现代科学技术体系中一门新兴的科学技术体系。钱学森先生在总结、概括已有的系统研究成果的基础上，于20世纪70年代末，首先提出了系统科学体系的层次结构。钱学森先生认为系统科学由三个层次、很多学科和技术所组成：

工程技术层次——系统工程，自动化技术、通信技术，是直接改造客观世界的知识。

技术科学层次——运筹学……信息论和控制论，是指导工程技术的理论。

基础科学层次——系统学，系统学是研究系统的基本属性与一般规律的学科，是一切系统研究的基础理论。系统学正在建立之中。系统科学通向哲学的桥梁是系统论或称系统观，属于哲学范畴。

钱学森先生从力学、运筹学、控制论和信息论及国外正在不断发展的系统学中吸取其精华，形成他对系统学的一整套观点和理论。并亲自组织了讨论班，对它加以研究和发展。到20世纪80年代末、90年代初，他又提出开放复杂巨系统的理论及其处理方法 从定性到定量的综合集成方法。1992年又提出"从定性到定量综合集成研讨厅"的思想。这些思想不仅在我国国内有着重要面深远的意义，面且在国际上也产生了重要的影响。1995年，国际著名的系统学家哈肯为许国志主编的《系统科学大辞典》写的序言中说："系统科学的概念是由中国学者较早提出的。我认为这是很有意义的概括，并在理解和解释现代科学，推动其发展方面是十分重要的"。又说，"中国是充分认识到了系统科学巨大重要性的国家之一"。这个评价是非常中肯的。

当今，人类已进入信息时代，整个世界社会通过世界市场和全球信息网络，把不同经济发展状态、不同社会制度、不同意识形态、不同种族、不同宗教信仰、不同地区的国家紧密连在一起。多极化、多格局以及经济的全球化，使人类社会出现了许多开放的、十分复杂的动态巨系

统。人类在物质文明与精神文明建设中所面临的问题,千头万绪、变化多端、十分复杂。那么,有没有一种切实可行而又比较科学的方法,使我们能够成功地解决各种复杂性问题呢?近年来,国内外许多科学家对此进行了广泛的探索,希望得到满意的答案。

在系统学方面,最先取得突破的是普利高津、哈肯等欧洲学者提出的耗散结构论、协同学、超循环论等自组织理论。他们依托物理学、化学和生物学的最新成果,以若干著名的物理化学系统(如贝纳德流、激光器、BZ 反应、布鲁塞耳振子等)为背景,运用系统思想和数学方法,深刻阐明了这些系统,如何从混乱无序的热平衡态产生出有序结构,又如何从一种有序结构演化为另一种有序结构。他们把系统学的研究推进了一大步,使人们相信建立系统科学的基础理论是有可能的。但他们这些理论还带有明显的物理学和生物学的痕迹。严格地说,它们还属于系统科学与自然科学的交叉学科,还不能算作真正的系统学。

从 20 世纪 80 年代起,系统学的研究转向了主要研究复杂性问题。欧洲学者,特别是普利高津提出了“探索复杂性”这一响亮的口号,把复杂性研究视为超越传统科学的新型科学,产生了广泛的影响。普利高津和哈肯等人,满怀信心地要把各自的理论和方法推广应用于生物、经济、社会等复杂现象领域,着手建立复杂性科学,形成世界复杂性研究的重要学派。但在近 20 年来,除在某些局部问题上有所收获外,他们的努力总的来说,并不成功。在复杂性研究热潮中,1984 年成立的美国圣塔菲研究所(Santa Fe Institute)特别引人注目。他们面向生命、经济、组织管理、全球危机处理、军备竞赛、可持续发展等当今世界上的重大问题,开展大规模的跨学科研究,企图建立关于复杂系统的一体化理论,实质也就是企图全面建立系统学。他们在系统学的理论方面,虽然也提出了许多极富启发性的见解,但同样没有取得突破性进展。现在看来要建立所谓复杂系统一体化理论,还遥遥无期,以致 SFI 的学者发出了“从复杂性到困惑”(From Complexity to Perplexity)的感叹。

系统学最早的开创者贝塔朗菲认为,存在两类整体。一类是非系统整体,它们具有叠加性,只要认识了组成部分,把部分的特性加起来就能得到整体特性。另一类是系统整体,特点是“整体大于部分之和”,了解整体不仅要了解部分,还要了解部分之间的关系,因为系统的整体性质是由各组成部分相互作用、相互激发而“涌现”出来的。因此,他把这门学科明确界定为“关于整体和整体性的科学”,并在系统学中首次引人涌现(Emergency)概念。涌现性的另一种表述是:高层次具有低层次没有的特性,一旦还原到低层次,这些高层次的特性便不复存在。例如,物质在化学层次上具有物理层次没有的特性,在生物层次上具有物理化学层次没有的特性;生命不是物质原子或分子固有的属性,而是物质世界进化到生物层次才有的组织特性,是以生物大分子为构筑材料、按照细胞的特殊结构方式组织起来才能产生的特性;意识是在由大约 1000 万个神经元组成的人脑这个物质层次上涌现出来的(还需同社会这种复杂环境相互作用),分解到神经元层次便不复存在了。

长期以来,科学主要是沿着还原论的思想发展起来的。还原论相信整体的性质可由部分的性质来说明,高层次的事物可由低层次的事物来解释;相信一切事物都可以用物理学基本规律来解释。还原论也要把握整体,但其基本工具就是力学中的分析-叠加法。但复杂性不是物质粒子固有的属性,而是组织的属性。它是在客观世界由低级向高级的自组织演化中逐步涌现出来的,即简单性经过组织而涌现出复杂性。描述较低层次上产生的涌现性,采用分析-叠加方法并加以补充或修正,也许可以奏效;但对描述较高层次特别是复杂巨系统所产生的涌现性,这种基于还原论的分析-叠加方法,则肯定会力不从心。正是在这里,系统学遇到前所未有的难题。欧洲学派复杂性研究的停顿,在于他们企图把从物理化学系统的自组

织现象中，概括提炼出来的处理简单巨系统的理论和方法，推广应用于各种复杂巨系统。SFI学派之所以感到困惑，是由于他们都是由还原论训练出来的，尽管他们已觉悟到必须超越还原论，但业已形成的思维定势，使得他们在超越还原论的路上，进展得步履维艰。显然，这主要是由于他们缺乏马克思主义哲学、辩证唯物论的科学观作指导，这就往往会陷入形而上学和机械论的泥坑。他们只着重还原论的方法，把事物还原为最小单位，孤立地用数学的方法、逻辑推理的方法以及巨型计算机，去进行定量分析，却看不到整个系统中的各种复杂的相互关系。

在同一时期，钱学森先生对复杂性的研究，走的却是另一条路线。他不大强调涌现概念，但主张从方法论上区分简单性与复杂性，凡是能用还原论方法处理的是简单系统，不能用还原论方法处理的是复杂系统。作为一种研究复杂巨系统问题的方法论，强调必须超越还原论，强调基于整体现代科学技术体系，采用综合集成方法来解决问题。其实质就是利用现代信息技术，把不同领域专家掌握的专业知识、各种统计数据资料、专家的实际经验和各种直感式的体会综合集成起来，从而获得关于开放的复杂巨系统的整体定量认识。1990年初，钱学森和于景元、戴汝为共同发表了《一个科学新领域——开放的复杂巨系统及其方法论》一文。1991年钱学森又作了《再谈开放的复杂巨系统》的报告。钱学森先生在后一报告中，正确区分了简单巨系统和复杂巨系统的概念。从现有的理论成果来看，现在建立简单巨系统学的条件要相对成熟一些，但仍有很大难度，已建构的几个理论框架，还都难以令人满意。至于作为系统学主体部分的复杂巨系统学，钱学森先生和他的合作者，经过多年的研究与探索，提出了只有采用综合集成方法，才有前途。

钱学森先生对开放的复杂巨系统的定义是：①系统本身与系统周围的环境有物质的交换、能量的交换和信息的交换。由于有这些交换，所以是"开放的"；②系统所包含的子系统很多，成千上万，甚至上亿万，所以是"巨系统"；③子系统的种类繁多，有几十、上百，甚至几百种，所以是"复杂的"。"过去我们讲，开放的复杂巨系统有以上三个特征。现在我想，由这三条又引伸出第四个特征：开放的复杂巨系统有许多层次。这里所谓的层次是指从我们已经认识得比较清楚的子系统到我们可以宏观观测的整个系统之间的系统结构的层次。如果只有一个层次，从整系统到子系统只有一步，那么，就可以从子系统直接综合到巨系统。我觉得，在这种情况下，还原论的方法还是适用的，现在有了电子计算机，从子系统一步综合到巨系统，这个工作是可以实现的。从前我们搞核弹，就是这么干的"。"我们所说的开放复杂巨系统的一个特点是认可观测的整体系统到子系统，层次很多，中间的层次又不认识；甚至连有几个层次也不清楚。对于这样的系统，用还原论的方法去处理就不行了，怎么办？我们在这个讨论班上找到了一个方法，即定性到定量的综合集成技术，英文译名可以是：Meta - synthetic Engineering，这是外国没有的，是我们的创造"。

"要建立开放复杂巨系统的一般理论，必须从一个一个具体的开放复杂巨系统入手。哪些系统属开放复杂巨系统呢？社会系统是一个开放复杂巨系统。除此以外，还有人脑系统、人体系统、地理系统、宇宙系统、历史（即过去的社会）系统、常温核聚变系统等等，都是开放的复杂巨系统。研究问题要从具体资料入手。只有从一个一个具体的开放复杂巨系统入手进行研究，当这些具体的开放复杂巨系统的研究成果多了，才能从中提炼出一般的开放复杂巨系统理论，形成开放的复杂巨系统学，作为系统学的一部分。20世纪50年代形成工程控制论就是采用这个办法，从一个一个自动控制技术中提炼出来的"。

3 从发扬科学的民主集中制到定性到定量的综合集成技术

钱学森先生曾经说过:在科学工作中,凡是提倡民主作风,学术民主发扬好的单位,科研成果就多,科学成就就大。相应地,也培养出许多科学人才,出大科学家。他常举的一个例子是德国哥廷根大学的著名物理学家海森贝格(W. Heisenberg)在20岁时,勇敢地和当时的大物理学家玻尔(N. Bohr)进行辩论的故事。另外的例子则就是同样出自哥丁根大学的卡门,把这种民主作风带到加州理工学院,以及他们师生之间进行多次友好辩论的故事。我们有这样的深刻印象:钱学森先生在听取有关技术问题的汇报时,他丝毫没有大科学家的架子,而把自己作为一个普通的科技人员。为了一个技术细节,如一个数据、一条曲线、一个程序或一个操作,他会和你争得面红耳赤,绝不退让,直到水落石出,才肯罢休。最后钱学森先生在作总结时,又表现出一个大科学家的风采,他的总结往往是来自讨论而又高于讨论,使争论双方心服口服。这就是一位科学帅才发扬科学的民主集中制的风范。

钱学森先生近年来在研究开放式复杂巨系统理论时,提倡的定性到定量的综合集成技术和综合集成研讨厅体系,就是这种既有民主、又有集中科研方法的升华。钱学森说:从定性到定量的综合集成技术,实际上是思维科学的一项应用技术。研究开放的复杂巨系统,一定要靠这个技术,因为首先要处理那么大量的信息、知识。信息量之大,难以想象,哪一个信息也不能漏掉,因为也许那就是一个重要的信息。情报信息的综合,这是首先遇到的问题。过去我在情报会议上讲过一个词,叫资料、信息的"激活",即把大量库存的信息变成有针对性的"活情报"。我们在做定性的工作中,一开始就要综合大量的信息资料,这个工作就要用知识工程,而且一定要用知识工程,因为信息量太大了,光靠手工是无法完成的。如果综合集成研讨厅采用了人机结合和人机交互的先进技术手段,就可能做到古人说的"集其大成"了。这就必然使我们的知识和智慧,上升到一个新的层次。这就是钱学森先生说的:"集大成,出智慧"。钱学森把这种定性到定量的综合集成技术又称之为大成智慧工程。

这样的大成智慧工程,实际上是把计算机的信息处理与人脑的信息处理两者密切结合起来,形成一个人为的开放的复杂巨系统。这个系统可以拓宽人们的视野,使人接触、了解广泛的知识、经验,"感受到从前不能感受到的东西:大至宇宙,小至分子、原子,人都能审视感触!"面对这样的工作环境、老一套的工作方法与思维方式就不适应了,只有把钱学森先生提倡的大跨度的思维方式、整体的思维方式、综合集成的思维方式、逻辑与非逻辑相结合的思维方式、灵感的思维方式等多种唯物辩证的思维方式,有效地结合起来,充分启发、引发、推动,发挥其互相补充、互相促进的作用,才可能比较准确地把握各种复杂事物的现象与本质、微观与宏观、部分与整体、稳定与发展等辨证关系,做到在定方针时居高远望,统揽全局,抓住关键;在制定行动计划时又注意到一切因素,重视细节,使决策既具有战略意义又符合实际,有所前进,有所创新。

钱学森近年来十分关注信息技术的发展。他认为具有较高文化素养,拥有广博科学知识的人群,如果经常人机结合地进行工作,将使人的智能发展到一个新的阶段,大大提高人的创造思维能力,甚至可能出现智能革命。近年来,由于信息技术的发展,电子计算机、互联网(Internet)、多媒体(Multimedia)、虚拟现实技术(Virtual Reality)、数据库中的知识发现(KDD: Knowledge Discovery in Databases)、数据挖掘(Data Mining)等的高速发展与普及,为我们进行创造性的思维与工作,提供了前所未有的良好条件。组成人机结合、人机互动的休系势在必

行。这个体系涉及到机器学习、模式识别、统计学、智能数据库、知识获取、数据可视化、高性能计算、专家系统等多个领域。这个体系就是钱学森所提倡的从定性到定量综合集成法的最大特点。

运用从定性到定量综合集成法的集体,钱学森称之为"总体设计部"。这种总体设计部,是各行各业、各个方面、各级领导机构进行战略部署、解决开放复杂巨系统问题的参谋部。多年来,有些单位已在试行,并取得较好效果。作为大成智慧工程具体应用的总体设计部,其初型来自航空航天系统工程,当然也适用于高科技的设计、开发与产业化。1994 年春天,钱学森回想飞机、火箭、导弹的总体设计与研制过程时说:高新技术的设计开发工作,也是人机综合的大成智慧工程,因为:

(1) 把整个设计开发工作分解为几个局部问题,每一局部问题,如在马赫数为 8 以上的超声速燃烧冲压发动机,如气动力问题、如结构问题、如结构防热问题等等。

(2) 再把某一局部问题分解为不同时刻的瞬时过程,如超声速燃烧的瞬时实验模拟,用 1/100 s～1/10 s;用两种研究方法:计算机模拟及实验模拟,以验证计算、考核理论。

(3) 所有局部问题都经过实验证实,得到可靠的理论计算方法了,就可以综合了。

(4) 综合主要用计算机、计算机模拟全机全飞行过程,满意了,再进入全工程的真实实物试运转。这最后一段工作是耗资巨大的,力求一次成功。

4 结束语

钱学森先生在科学技术上的起步是从力学开始的。钱学森先生为什么会从一个力学家而发展成为一个系统科学家呢?我们首先从力学(mechanics)的定义出发,根据 Longman Dictionary of Contemporary English,1978,mechanics 的定义为:

(1) The science of the action of forces on objects.

(2) The science of making machines.

(3) The ways of producing or doing.

从第三个含义上来说,它和系统学的方法就非常接近了。从这个意义上说,钱学森先生从一个杰出的力学家,发展成为一个杰出的系统科学家,决不是偶然的。这一方面是钱学森先生能够适应科学的不断发展,不断进取,不断开拓;另一方面是力学的土壤,为钱学森先生提供了丰富的营养,如跨声速流动和高超声速流动的非线性和湍流的复杂性,在钱学森先生发展系统科学中都起到了作用。当然,系统科学的发展也将促进力学的进一步发展。20 世纪的力学主要致力于质量、动量和能量传递规律的研究,21 世纪这种研究将延伸到信息传递领域。信息传递本身具有很强的非线性,面对许多复杂、高维、非线性的巨系统,信息传递将和质量、动量和能量传递耦合在一起。非线性动力系统的运动形态,大的决不是小的简单放大;系统也不是部分的简单叠加。更有甚者,初始和环境条件的微小变化,可导致后来完全不确定的运动,如湍流、混沌等。揭示这类系统中信息传递的基本规律,是 21 世纪力学的一个关键任务。例如对于湍流的研究,在研究清楚上述信息传递的非线性规律之后,人类将从预测走向控制,并从被动控制进一步走向主动控制。

无疑,21 世纪人类社会的发展将迈向新的宏大目标,从而给力学和系统科学的发展,提供新的发展机遇和提出新的挑战。力学和系统科学与中国有不解之缘。光辉灿烂的历史与文化,巨大人口的社会和广泛的现代化建设实践,有取之不尽的科学研究命题,是发展力学和系

统科学的肥沃土壤。中国力学和系统科学界，应该也能够为我国科学技术的兴旺发达作出自己的贡献。力学和系统科学的相互促进，一定会迎来人类科学技术发展的一个新的百年辉煌。

钱学森先生从简单系统的定量分析到复杂系统的综合集成的过程中，永远站在学术的风口浪尖，勇于开拓，勇于进取，从而取得了举世公认的杰出成就，为祖国争得了荣誉和骄傲。但他从不把这一切，看成是个人的成功，而是归功于集体，归功于"中国人"。20 世纪 80 年代末期，他的一位朋友送他一帧《咏竹》的条幅："未出土时先有节，待到凌云更虚心"。这就是对钱学森先生高尚品德的生动写照。在这里，我们谨祝钱学森先生健康长寿，生命之树常青！

参考文献

1 钱学森. 钱学森文集 1938-1956. 北京：科学出版社，1991

2 Tsien HS. Engineering Cybernetics. New York: McGraw-Hill Book company, 1954

3 钱学森，许国志，王寿云. 组织管理的技术——系统工程. 文汇报，1978 9.27

4 钱学森，于景元，戴汝为. 一个科学新领域——开放的复杂巨系统及其方法论. 自然杂志，1990，(1)：3～10

5 钱学森. 再谈开放的复杂巨系统. 1991

关于力学研究的方法论问题

童秉纲

（中国科学院研究生院，北京　100039）

（中国科学技术大学，合肥　230026）

摘要　叙述了作者从接受钱学森教授关于技术科学的方法论教诲，经过不断实践到逐步理解的过程。

关键词　技术科学，力学，流体力学，方法论

自然辩证法[1]指出，科学认识和科学活动是一个系统，是由认识客体、认识主体和实现主客体相互作用这三个中介要素组成的，是这三要素密切联系和有机统一的动态过程；科学技术方法论是关于人们认识自然和改造自然的途径和手段的理论，是科学技术哲学的重要组成部分。因此，是否自觉地运用和发展正确的方法论，是关系到科学活动是否有价值和成败的大事。

就流体力学的方法论而言，历史上有过曲折。1946 年我上大学的时候，流体力学还是分为两门独立的课：理科的读 Hydrodynamics，其中只讲不可压缩无粘流体的数学理论，不考虑应用；工科的读 Hydraulics，都是一维流的半经验或经验公式，只考虑实用，没有理论。这反映了 19 世纪以及 20 世纪初期流体力学研究方法的概貌。当时占主体的数学物理学家习惯于从理想流体模型出发，依据物理定律，发展数学理论，引出达朗伯佯谬这类结论；而另一部分工程师，鉴于这些理论不可用，只好重起炉灶，依靠实验建立经验估算公式。L. Prandtl 提出的边界层理论(1904)是具有划时代意义的大事，从此以后，人们开始将无粘流和粘性流联系在一起，将理论研究和实验、观察结合在一起，将发展流体力学理论与推动工程实践协同在一起。实际上，随着 1903 年 Wright 兄弟开创的航空动力飞行的崛起，应用力学进入了一个新时代。在早期，以 F. Klein，L. Prandtl 和 Th. von Kármán 为代表的德国哥廷根学派对发展应用力学学科作出了划时代的贡献。其后，以 G. I. Taylor 为代表的英国学派，颇多建树。特别是 Th. von Kármán 于 1930 年就任加州理工学院古根海姆航空实验室主任后，形成了最为著名的应用力学学派，钱学森教授是其中的杰出代表，有力地促进了航空、航天工程的迅猛发展。von Kármán(1954)在纪念人类飞行 50 周年时写道[2]："空气动力学所经历的路程并不比航空技术的发展有何逊色。我们对于为什么飞行和如何飞行的知识在广度和深度上的增长都是异常惊人的"；"这门科学的发展是数学人和有创造力的工程师通力合作的一个稀有例子。从纯数学家的园地中出来的数学理论居然被发现适宜于用来描写飞行器绕流，而且异常精确，可直接应用于飞机设计"。

钱学森教授在 20 世纪 40 年代就预见到，为适应各国发展高新技术的需要，应该大力发展一批应用科学(包括应用力学)，他将它们统称为技术科学(Engineering Science)[3]。他在 1957

年发表的论技术科学[4]，进一步阐明了它的意义："要把自然科学的理论应用到工程技术上去，是一个非常困难、需要有高度创造性的工作。……要产生有科学依据的工程理论需要另一种专业的人，其工作内容成为人们知识的一个新部门：技术科学"。"我们需要自然科学、技术科学和工程技术三个部门同时并进"。他同时又指明了技术科学的研究方法[4]，其要点为：①研究技术科学离不开数学工具，必需掌握数学分析和计算的方法；②关键的是对所研究的问题有认识，这里包括确定该问题的要点和现象中的主要因素，为此要收集资料，特别是实验数据和现场观察数据，接着就是创造的过程，运用自然科学的规律摸索解决问题之路，这条路反映了我们对所研究问题的认识；③建立模型，吸收一切主要因素，略去次要因素，着重考虑该问题中某一方面的本质；④分析和计算，要正确运用科学规律和恰当的数学方法，由此得出的具体数据结果要和事实相对比，从而检验我们建立的工程技术理论是否正确。总之，"技术科学是从实际中来，也是向实际中去的"。

中国科学技术大学近代力学系的创办过程充分体现了钱学森教授关于技术科学思想的成功实践。1958 年，根据中国科学院"全院办校、所系结合"的办学方针，当时任中科院力学所所长的钱先生，作为系主任，负责筹建近代力学系。按我的理解，近代力学也就是应用力学，是技术科学的一个分支。当时该系主要面对的工程技术背景是航空和航天。1961 年之后，我有幸作为高速空气动力学专业的负责人具体实施钱学森先生和林同骥先生的指示，组织这个专业的教学过程和有关建设事宜。近代力学系的课程设置原则和教学要求遵循了钱学森先生关于技术科学工作者的培养要求[5]，要求掌握三方面的基本知识和能力：①工程设计的原理和相应实践；②扎实的物理和化学基础知识和相关的技术科学知识及其运用能力；③深厚的数学基础知识及运算、分析能力。正如钱先生早就指出的，培养一个技术科学工作者的课程设置远比培养一个工程师所要求的更加宽而深，他认为至少需要 6 年时间，而不是常规工程教育的 4 年[3]。中国科技大学实行的是 5 年制，要在 5 年内使学生达到上列三个方面的教学要求，必然出现课业重、紧、深的负荷，所以在学生中流行着一句谚语："不怕死的考科大"。近代力学系头几届和其后多届毕业生的培养质量表明，由于招生质量高，学习勤奋，加上有一支高素质的师资队伍，校园氛围宽松、上进，确实达到了技术科学工作者所应具备的理工结合、理实交融①。头三届的毕业生中已有 2 名中科院院士和 3 名工程院院士，其他许多人也都成为有创新能力的专家、教授。

钱学森教授关于技术科学方法论的论述使我顺利地完成了一次教学任务。那是 1961 年的秋冬之际，钱先生找我交待任务，谈话的背景是钱学森先生认为近代力学系首届(58 级)学生的数学和力学基础当时还没有达到应有标准，会影响后续的专业学习，决定将学制延长半年，集中补习数学和经典力学两门课。钱学森先生请我为 200 多名学生补习力学，建议我采用 von Kármán 和 Biot(1940)著《工程中的数学方法》[5]作为参考书。这是一项棘手的任务，犹如煮夹生饭，这些学生已经学了理论力学，那些表面上的理论知识都已知道，加以班上学习水平参差不齐，既有相当数量的尖子学生，也有不少年龄偏大的调干学生，如果我着重照顾一般水平，只讲基本内容，则尖子学生"吃不饱"，对他们无益，反过来也行不通。那本书[5]的序言中的一段话启示我理解钱先生对补习力学课的用意。这段话是："将数学应用于工程问题有两种教法：一种是系统地按数学各个分支来讲授，配以适当的应用性习题；另一种是选择若干群具有代表性的工程问题来演示如何应用数学加以求解的办法，本书是后一种教法的尝试"。经过

① 录自郭沫若为中国科技大学作的校歌歌词。

分析，我认为补课的关键问题是引导学生学会力学研究的方法。例如，使他们认识如何从多样化的事物中抽象出质点和质点系的模型；如何基于质点和牛顿定律用演绎法导出基本定理等多种表达式，适合于解决各种不同特点的习题(即实际问题)；又如何从计算结果中分析其物理意义，回到原来的实际问题中去，不仅要求定量，而且会定性分析。这样的教法果然取得成效。我选择的教学内容都是基本的，学生以前都学过，着重补习的是关于如何从实际中来又到实际中去的理解、分析和锻炼，这对不同学习水平的学生都能听懂，都有吸引力。时间过去了39年，有些已经成为专家的当年学生还很有兴趣地同我一起回忆这段往事。

补课教学的这段经历对我今后在教学活动和科研活动中注意运用科学的方法论起了推动作用。我做过的研究主要是在流体力学(包括空气动力学)领域内，有的是应用基础研究，有的是基础研究，也做过跨领域研究。我认为，钱学森教授关于技术科学方法论的论述精神在原则上适用于上述不同性质的研究。我体会到，从客观事物的物理现实出发，提炼出一个适当的命题是个关键，正像许多人说过的，提出问题比解决问题更为困难，这涉及到研究本身的价值和可行性。为此要掌握原始资料，调查研究，认定目标，抓住其过程的本质和主导的基本定律，提出一个恰当的物理模型。因为力学早已成为精密科学而非唯象学，力学只有用数学理论加以表述，才算理论。所以对物理模型要表达为数学立式(Mathematical formulation)，同时要将初步立式化简为适于求解的形式，这就形成了数学模型。下一步是采用适当的手段求解，包括解析解(精确解或近似解)、半解析半数值解，或者是数值解。再下一步是对求解结果的合理性及可靠度作实际检验，包括模型实验、实物观测、数值实验，或者与前人的同类计算结果对比。最后一步是回到最初的现实问题，根据求解结果分析其力学规律，揭示其物理机制。应用数学早先主要来源于力学研究，林家翘和 L. A. Segel(1974)著《自然科学确定性问题的应用数学》[6]采用 Kármán 和 Biot(1940)[5]的类似写作风格，注重演示数学立式、求解方法以及所得结果的验证与解释的全过程，是一本对方法论具有启示意义的好书。

随着计算机性能和数值方法的飞速进展，许多以前做不了的多因素复杂问题，现在已经可以基于 N-S 方程和其他原始基本方程作直接数值模拟，对其实际变化过程进行仿真，我们从国际和国内的学术会议上都可以看到这股强大趋势。的确，现代科学和技术的新进展大大丰富了探索自然界和工程技术界复杂问题的手段和途径，作为研究问题的方法论更为充实了。但是，是否可以说，提炼简化模型和解析求解的方式已经过时了呢？我不这样看。首先，数值研究同样需要抓住实际问题的本质，建立模型和正确的数学立式，其差别只是在模型中考虑的因素可以多些，不这样做必然会导致错误的结果。其次，数值结果较近似解通常更为准确和实用，但是不利于探讨规律和揭示机理。例如，跨声速流动和可压缩旋涡流动当今已经不是难题，都可以借助数值计算给出结果。但是我们仍无法说，这两种流动已具备了完整的理论。我在主持编著《气体动力学》(1990)和《涡运动理论》(1994)时曾考虑过从计算实例中归纳出理论的尝试，终于因力不从心，只能空缺。总之，我认为力学研究的方法论，从原则上说，并没有变，不过是多种途径，相得益彰罢了。

以上叙述了作者对力学研究的方法论的某些领会，限于篇幅，具体事例从略，谨与力学同行商榷。

致谢 在写作过程中，得到了郑哲敏院士和本院社科部李伯聪教授的盛情赐教和帮助，谨致谢忱。

参考文献

1 陈昌曙主编. 自然辩证法概论新编. 沈阳:东北大学出版社,1995

2 von Karmán Th. 空气动力学的发展（江可宗译)上海:上海科学技术出版社,1959

3 Tsien, HS(钱学森). Engineering and engineering sciences. CIE Journal, 1948:550－563

4 钱学森 论技术科学. 科学通报, 1957,2: 97～104

5 von Kármán Th, Biot MA. Mathematical Methods in Engineering. New York: McGraw-Hill Book Company,1940

6 Lin C C, Segel LA. Mathematics Applied to Deterministic Problems in the Natural Sciences. New York: Macmillan Pub. Co., 1974

哈密顿原理中时端条件的处理方法及其推广

刘高联

（上海大学力学所，上海 200072）

摘要 变分原理对柯西问题中的时端条件的处理是迄今未能圆满解决的一个先天性难题。本文首先针对哈密顿原理提出一个新的解决方法，然后将它推广到其他变分原理。通过这种处理后，作者建立了能接纳物理上所需要的初值条件的若干具体问题的变分原理，从而为采用时空有限元解题创造了条件。

关键词 哈密顿原理，变分原理，数理方程的初边值问题

引 言

众所周知，变分原理对椭圆型数理方程的表述和求解非常适合，而对非椭圆型方程的柯西问题或初边值问题，则要遇到一个先天性的重大困难——时端条件的处理。这是因为变分原理本身要求同时给定初值和终值条件，而物理上同时从定解的稳定性来看，则要求、也只可能只给定初值条件。正是由于这个原因，著名的哈密顿原理一直未能在计算具体工程及物理问题中发挥作用（通过 Ritz 法或有限元法），其作用至今仍局限于用来推导出曲线坐标系中的动力学微分方程[1,2]。因此，为了适应物理上的要求，就必须设法对变分原理进行适当的改造。文献中不断有一些作者在这方面作了努力，例如文献[3,4]，但问题并没有得到圆满的解决。对初值问题迄今似乎只有 Gurtin 型卷积变分原理可用，但它只适用于线性问题，且数值离散和计算都比较复杂，因此建立经典型变分原理的研究工作仍很有意义。

本文作者近几年来对此问题进行了深入的探讨，找到了迄今最为满意的改造变分原理的新方法，一方面是设法取消变分原理中的终值条件，另一方面则是运用拉氏乘子构造出初始边界积分项，使变分原理能接纳实际所需的初值条件。作者曾用此方法具体建立了一些流体力学[7]、热弹性力学[6]和气动热弹性力学[8]等初边值问题的变分原理。在本文中将对本法进行较系统的、详细的论述。

1 质点的哈密顿原理

设质点的质量 m，以 α_i 和 x_i 分别表示其拉氏坐标和欧拉坐标，显然，$x_i=\chi_i(\alpha_j,t)$。写出该质点的牛顿第二定律

$$F_i = m\frac{\bar{\partial}^2 x_i}{\partial t^2} \tag{1}$$

其中已记$\frac{\overline{\partial}}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial t}\bigg|_{a_i=c}$，$\frac{\partial}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial t}\bigg|_{x_i=c}$。

设外力 F_i 有势Π，即 $\bar{F}/m=-\nabla\ \Pi$，则式(1)可写为

$$\frac{\overline{\partial}^2 x_i}{\partial t^2}+\frac{\partial \Pi}{\partial x_i}=0 \tag{2}$$

其物理初始条件为

$$x_i(0)=x_{i0} \tag{2'}$$

$$\frac{\overline{\partial} x_i}{\partial t}(0)=v_{i0}(\text{初速度}) \tag{2''}$$

现在，我们可用反推法[9]来导出以式(2)为欧拉方程的变分原理，并且设法使它能将初始条件式(2′、2″)接纳为其自然初始条件，这样的变分原理可称为推广的哈密顿原理。

为此，按文献[9]试作下列积分，并采用下标求和规则，有

$$\int_0^{t_1}\left(\frac{\overline{\partial}^2 x_i}{\partial t^2}+\frac{\partial \Pi}{\partial x_i}\right)\delta x_i \mathrm{d}t=\int_0^{t_1}\delta(\Pi-K)\mathrm{d}t+\left[\frac{\overline{\partial} x_i}{\partial t}\delta x_i\right]_0^{t_1} \tag{3}$$

其中 $K=\frac{1}{2}\left(\frac{\overline{\partial} x}{\partial t}\right)^2$ 为动能。可见，如引入泛函 I_0 为

$$I_0=\int_0^{t_1}(\Pi-K)\mathrm{d}t \tag{4}$$

则式(3)可写成

$$\delta I_0=\int_0^{t_1}\left(\frac{\overline{\partial}^2 x_i}{\partial t^2}+\frac{\partial \Pi}{\partial x_i}\right)\delta x_i \mathrm{d}t-\left[\frac{\overline{\partial} x_i}{\partial t}\delta x_i\right]_0^{t_1} \tag{5}$$

故由 $\delta I_0=0$ 的泛函 I_0 的驻值条件

欧拉方程：式(2)

自然边界条件：可分两种情况来考虑：

1) 有周期性：$x_i(t+T)=x_i(t)$ (6)

取 $t_1=T$，$t=0$，则有：$\delta x_i(t_1)=\delta x_i(0)$，代入式(3)末项得自然边界条件：$\frac{\overline{\partial} x_i}{\partial t}\bigg|_{t_1}=\frac{\overline{\partial} x_i}{\partial t}\bigg|_0$，这正是所需的周期性条件，此时以式(6)为本质初始条件。

这表明式(4)的泛函 I_0 就是本问题的完整的变分原理(哈密顿原理)。

2) 无周期性：此时，为了消除式(3)中的终端 t_1 时的终值条件，应在 I_0 中补充一项 $I_1=\left(\frac{\overline{\partial}^o_{x_i}}{\partial t}x_i\right)_{t_1}$，其中上标 o 表示“限制变分”[1]，而同时为了制造出初值条件(2′,2″)，必须在 I_0 中再补充一项 I_2(λ_1 与 λ_2 为拉氏乘子)

$$I_2=\lambda_1[x_i(0)-\chi_{i0}]+\lambda_2\left[\frac{\overline{\partial} x_i}{\partial t}(0)-v_{i0}\right] \tag{7}$$

于是，令 $J_0=I_0+I_1+I_2$，则由式(2)、(5)、(7)得

$$\delta J_0=\delta\lambda_1[x_i(0)-\chi_{i0}]+\delta\lambda_2\left[\frac{\overline{\partial} x}{\partial t}(0)-v_{i0}\right]+\left[\lambda_1+\frac{\overline{\partial} x_i}{\partial t}(0)\right]\delta x_i(0)+\lambda_2\cdot\delta\left[\frac{\overline{\partial} x}{\partial t}(0)\right] \tag{8}$$

故由 $\delta J_0=0$ 得自然初值条件：

① $\delta\lambda_1$：式(2′)

② $\delta\lambda_2$：式(2″)

③ $\delta\chi_i(0)$：$\lambda_1=-\dfrac{\bar{\partial} x_i}{\partial t}(0)$ (9′)

④ $\delta\left(\dfrac{\bar{\partial} x_i}{\partial t}(0)\right)$：$\lambda_2=0$ (9″)

由式(9′)知发生了临界变分状态。为了排除之，可采用下法：

1) 按文献[10]在式(7)中增补一项：$I_3=-\dfrac{k}{n}\left[\dfrac{\bar{\partial} x_i}{\partial t}(0)\right]^n$，其中 $k\neq0, n\geqslant2$。于是由 $\delta J_A=\delta J_0+\delta I_3=0$ 可得非零的 λ_2 如下

$$\lambda_2 = k\left[\frac{\bar{\partial} x_i}{\partial t}(0)\right]^{n-1} \tag{9‴}$$

于是得变分原理 A：$\delta J_A=0$，且

$$\begin{aligned} J_A(\bar{x}) = & \int_0^1(\Pi-K)\mathrm{d}t-\frac{\bar{\partial} x_i}{\partial t}(0)[x_i(0)-x_{i0}]+ \\ & k\left\{\frac{n-1}{n}\left[\frac{\bar{\partial} x_i}{\partial t}(0)\right]^n-v_{i0}\left[\frac{\bar{\partial} x_i}{\partial t}(0)\right]^{n-1}\right\}+\left[\frac{\bar{\partial}^0_x}{\partial t}x_i\right]_{t_1} \end{aligned} \tag{10}$$

这是一个含参变量 $k(k\neq0)$和 $n(n\geqslant2)$的变分原理族。从实用上看，以选取 $k=1, n=2$ 最简便。

2) 试取 $\lambda_2=k[x_i(0)-x_{i0}]$(这同自然边界条件式(2′)和(9″)是相容的！)，代入 J_0 中，改记作 J_B，则由 $\delta J_B=0$ 可得自然初值条件：

$\delta x_i(0)$：　$k\left[\dfrac{\bar{\partial} x_i}{\partial t}(0)-v_{i0}\right]=0$，故只要 $k\neq0$，即得式(2″)，

$\delta\left[\dfrac{\bar{\partial} x_i}{\partial t}(0)\right]$：　$(k-1)[x_i(0)-x_{i0}]=0$，故只要 $k\neq1$，即得式(2′)。

于是，得变分原理 B：$\delta J_B=0$，且

$$J_B(\bar{x}) = \int_0^{t_1}(\Pi-K)\mathrm{d}t-[x_i(0)-x_{i0}]\left\{(k+1)\frac{\bar{\partial} x_i}{\partial t}(0)-kv_{i0}\right\}+\left(\frac{\bar{\partial}\mathring{x}_i}{\partial t}x_i\right)_{t_1} \tag{11}$$

这是一个含参变量 $k(k\neq0$ 及 $k\neq1)$的变分原理族。实用上以选 $k=-1/2$ 最简便。

上述两条变分原理都是著名的哈密顿原理的改进(推广的)形式，它们比传统的哈密顿原理优越之处就在于它们能接纳(且以自然条件的形式)物理上所需的初值条件而不需要给定任何终值条件，所以能够直接应用来解算各种应用题目(通过 Ritz 法或有限元法)，具有很好的可操作性，故其实用价值是大大地提高了。

2 可变形管中一维非定常可压缩流动的变分原理

其主控方程组为[5,11]

$$\frac{\partial(\rho A)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho A u)}{\partial x}=0 \tag{12}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -H, \frac{\partial \Phi}{\partial x} = u \tag{13}$$

式中 $H = \frac{u^2}{2} + \frac{c_0 \gamma}{\gamma - 1} \rho^{\gamma - 1}$,

$$p = c_0 \rho^{\gamma} \tag{14}$$

初、边值条件(图 1)为:

在 c_1 上: $\rho u = f_0(t)$ (15′)

c_3 上: $\rho u = f_1(t)$ (15″)

在 c_2 上: $\Phi(x, t_0) = f_2(x)$ (15‴)

及: $\frac{\partial \Phi}{\partial t}(x, t_0) = f_3(x)$ (15″″)

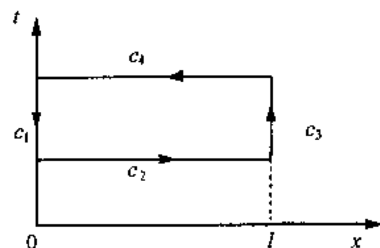


图 1

应用文献[9]的反推法,可导出泛函 $I_1(\Phi)$ 如下

$$I_1(\Phi) = c_0 \int_{(S^*)} \left\{ \frac{1-\gamma}{c_0 \gamma} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)^2 \right] \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} A \mathrm{d}x \mathrm{d}t + \int_{(c_1+c_3)} f_{0,1} A \Phi n_x \mathrm{d}t \tag{16}$$

由 $\delta I_1 = 0$ 可从式(16)得到:

欧拉方程:式(12)

自然边值条件: c_1、c_3 上:式(15′)、(15″)

于是,剩下的等式是

$$\delta I_1(\Phi) = -\int_{(c_4)} \rho A \cdot \delta \Phi \mathrm{d}x + \int_{(c_2)} \rho A \cdot \delta \Phi \mathrm{d}x = 0 \tag{17}$$

现在来对 $I_1(\Phi)$ 进行适当改造,使之能正好接纳所要求的初值条件式(15‴、15″″)。为此,首先,在 I_1 中增补 c_4 上的一项: $I_{14} = \int_{(c_4)} \dot{\rho} A \Phi \mathrm{d}x$,同时,在 c_2 上增补一项 I_{12}

$$I_{12} = \int_{(c_2)} \left\{ \lambda_1 (\Phi - f_2) + \lambda_2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} - f_3 \right) \right\} \mathrm{d}x$$

于是得新泛函

$$\tilde{I}_1(\Phi, \lambda_1, \lambda_2) = I_1(\Phi) + I_{14} + I_{12} \tag{18}$$

求其变分,得(简记作 $\Phi_t = \partial \Phi / \partial t$)

$$\delta \tilde{I}_1 = \cdots \int_{(c_2)} \Big[(\dot{\rho} - \rho) A \delta \Phi + \delta \lambda_1 (\Phi - f_2) + \delta \lambda_2 (\Phi_t - f_3) + (\lambda_1 + \rho A) \delta \Phi + \lambda_2 \delta \Phi_t \Big] \mathrm{d}x \tag{19}$$

由 $\delta \tilde{I}_1 = 0$ 可识别拉氏乘子如下

$$\lambda_1 = -A\rho, \qquad \lambda_2 = 0 \tag{20}$$

为了排除 $\lambda_2 = 0$ 的临界变分状态,我们仍仿照对式(9″)的处理办法,即

1) 在 $\tilde{I}_1$ 中增补一项: $I'_{14} = -\frac{k}{n} \int_{(c_2)} (\Phi_t)^n \mathrm{d}x$。于是若记 $J_c = \tilde{I}_1 + I'_{14}$,则

$$\delta I_c = \cdots + \int_{(c_2)} \{ \delta \lambda_1 (\Phi - f_2) + \delta \lambda_2 (\Phi_t - f_3) +$$

$$(\lambda_1 + \rho A)\delta\Phi + [\lambda_2 - k(\Phi_t)^{n-1}]\delta\Phi_t\}\mathrm{d}x$$

由 $\delta J_c = 0$ 识别出：$\lambda_1 = -\rho A$ 及 $\lambda_2 = k(\Phi_t)^{n-1}$，$(n \geqslant 2)$。于是，最后得到下列完整的变分原理：

变分原理 C：$\delta J_c = 0$，且

$$J_c(\Phi) = I_1(\Phi) + \int_{(c_4)} \dot{\rho} A\Phi \mathrm{d}x + \int_{(c_2)} \left\{ \rho A(f_2 - \Phi) + k(\Phi_t)^{n-1}(\Phi_t - f_3) - \frac{k}{n}(\Phi_t)^n \right\} \mathrm{d}x \tag{21}$$

式中 $k \neq 0$，$n \geqslant 2$。这是一个含双参变量 k 和 n 的变分原理族。

2) 改选 $\lambda_2 = kA(\Phi - f_2)$，将它与 $\lambda_1 = -\rho A$ 代入 $\tilde{I}_1$ 中，并改记之为 J_D，则由 $\delta J_D = 0$ 可得

$$J_D(\Phi) = I_1(\Phi) + \int_{(c_4)} \dot{\rho} A\Phi \mathrm{d}x + \int_{(c_2)} A(f_2 - \Phi)\{\rho - k(\Phi_t - f_3)\}\mathrm{d}x \tag{22}$$

式中 $k \neq 0$。这是一个含单参变量 k 的变分原理族。

3 其他初边值问题的变分原理

用与上述类似的方法，我们曾成功地建立了耦合热弹性动力学[6]、叶栅和机翼多工况点反命题[7]等的初边值问题的变分原理和广义变分原理族。

4 结论

本文成功地建议了一套改造变分原理，使之能接纳物理上所需要的初值条件的新有效方法，并在若干问题中成功地应用，从而为采用时空有限元解题创造了条件。所导出的变分原理不含卷积，因而比 Gurtin 型变分原理更易于数值求解。

本法对变分原理、各级亚广义变分原理以及广义变分原理都是同样通用的。

参考文献

1 Finlayson BA. The method of weighted residuals and variational principles (VP). New York : Acad. Press ,1972

2 Komkov V. VP of continuum mechanics with Engrg. Applications . Vol. I , Dordrecht: Reidel ,1986

3 Leipholz H. On extended VPs ,Variational Methods in Engrg. ed. C.A. Brebbia ,Berlin ,Springer ;1985, 1.13～21

4 Simkins TE. Finite elements for initial value problems in dynamics. AIAAJ. ,1981 ,19: 1357～1360

5 Liu GL. Variational principles (VP) for 1-D unsteady compressible flow in a deforming tube of variable cross section . Int J Turbo & JetEngines,1998 ,15: 1～6

6 刘高联. 耦合热弹性动力学的统一变分原理族. 力学学报, 1999, 31: 165～172

7 Liu GL. A general variational theory of multipoint inverse design of 2-D transonic cascades based on an artificial flow-oscillation model. Int J Turbo & Jet Engines,1999,16: 141～148

8 Liu GL. A coupled aerothermoelastic theory of vibrating blade-fluid interaction in fully 3-D transonic rotor flow . Proc. 4th Int. Symp. Aerothermodynamics of Internal Flows ,Aug.-Sept. 1999 ,TU Dresden ,Germany ,Vol. II ,58～67

9 Liu GL. Derivation & transformation of VP with emphasis on inverse & hybrid problems in fluid mechanics: A systematic ap-

proach. Acta Mech. ,2000,140：73～89

10 刘高联. 流体力学 GVP 临界变分状态的简便消除法. 第五届全国水动力学学术会议暨第 15 届全国水动力学研讨会特邀大会报告,2001.10

11 刘高联, 陶毅, 刘英学. 一维变形管中非定常可压缩流动的变分原理. 上海大学力学所研究报告,2001

ASYMMETRIC VORTEX FLOW OVER SLENDER BODIES

Shijun Luo (罗时钧)

(*Department of Aircraft Engineering, Northwestern Polytechnical University, Xi'an* 710072 *China*)

ABSTRACT Studies on asymmetric vortex flow about laterally symmetric slender bodies at high angles of attack and at low speeds are reviewed: stability of conical vortex flow under small perturbations, role of the nose tip in the occurrence of flow asymmetry, infinitely-stable and bi-stable asymmetries, and the non-existence of stable conical asymmetric vortex flow over laterally symmetric conical bodies at zero side slip.

INTRODUCTION

The motivation of this review is the understanding and modeling of asymmetric vortex flow over slender bodies at high angles of attack. A stability analysis of the conical vortex flow about slender conical bodies was made by Cai et al.[1]. In the light of this work the importance of the nose region of a pointed-tip body in determining the development of flow asymmetry is interpreted as an instability trigger. The two distinct patterns of flow asymmetry: infinitely-stable states and bi-stable states are reviewed. The non-existence of stable conical asymmetric flow about laterally symmetric conical bodies at zero side slip is reported and the conical models for asymmetric vortex flow over circular cones are commented.

1 STABILITY OF CONICAL VORTEX FLOW

The pointed nose of a body is locally conical in shape. The flow in the neighborhood of the pointed nose can be regarded as locally equivalent to that about a cone tangent to the body at the nose tip. Supposing that the separation flow about cone at an angle of attack is conical, Cai et al.[1] were able to analyze the stability of the separation vortex flow under small perturbations. A series of conical slender bodies were studied with favorable comparisons with known experimental results.

For the case of a circular cone Cai et al. showed that the symmetric vortex pair is stable under small symmetric perturbations and is unstable under small anti-symmetric perturbations. The intensity of the instability depends on the separation positions θ_s (θ_s = azimuth angle of the separation point in the cross section of the body measured from the windward side symmetric point) and the Sychev similarity parameter K ($K = \tan(\alpha)/\tan(\varepsilon)$, α is the angle of attack, ε is the semi-

apex angle of the cone measured in the plane perpendicular to the incidence plan). When K = constant, and the separation position moves from the windward side extreme position (say, $\theta_s = 80°$) to the leeward side extreme position (say, $\theta_s = 180°$), the vortex instability intensifies. When θ_s = constant, and K increases (say, from 2 to 10), the vortex instability intensifies but levels off gradually. It is identified that the effect of increasing θ_s is due to the vortex crowding, i.e., the decreasing of the distance between the two vortices, and the effect of increase K is due to both vortex crowding and increase of the vortex strength.

2 ROLE OF BODY NOSE

For an unstable symmetric vortex flow to transform into a stable asymmetric one, there needs a perturbation trigger. Any manufactured body has surface geometric imperfections. The geometric imperfections are, of course, of micro-order of magnitude. The micro-geometric imperfections can be significant in the nose region where the transverse dimensions of the body approach zero. Thus, the body nose provides the initial asymmetric disturbances to trigger the occurrence of the vortex asymmetry, and the asymmetry starts right at the nose tip and then propagates downstream.

Hall[5] normalized the measured local side force of an ogive-cylinder body of revolution by the local diameter d and the maximum diameter D.

$$c_y(d) = Y'/(0.5\rho_\infty U_\infty^2 d)$$

$$c_y(D) = Y'/(0.5\rho_\infty U_\infty^2 D)$$

where Y' is the side force per unit length along the body axis x, ρ_∞ and U_∞ are the free stream density and velocity. The slenderness ratio of the nose portion $L_N/D = 3.5$ (L_N = nose length), $\epsilon = 16.3°$, $\alpha = 50°$ ($K = 4.09$), Re = Reynolds number based on $D = 0.2$ and 2.0×10^6. Hall showed that $c_y(d)$ approaches a finite non-zero value at the apex ($x = 0$), whereas $c_y(D)$ approaches zero at $x = 0$ in Fig. 1. It is seen that the asymmetric force occurs right at the nose tip.

Zilliac et al.[8] observed in smoke visualizations that the asymmetric separation vortex pair does appear at the apex of an ogive-cylinder body of revolution using a high-magnification lens. Indeed, the asymmetric vortices start right from the nose tip of the body.

3 OVERALL SIDE FORCE

Once the flow about an axisymmetric body becomes asymmetric, asymmetric forces are produced. To define the asymmetric forces acting on the body of revolution at zero side slip, the whole range of the roll angle $\phi, 0° \leqslant \phi < 360°$ has to be investigated. Zilliac et al.[8] measured the overall side force Y of an ogive-cylinder body of revolution using a six-component strain gauge balance. The ogive nose was rolled about the body axis over the whole range of ϕ. $L_N/D = = 3.5$. The slenderness ratio of the after-cylinder $L_A/D = 12.5$. $Re = 3 \times 10^4$. The boundary layer at the separation is laminar. The overall side force coefficient c_Y is defined as

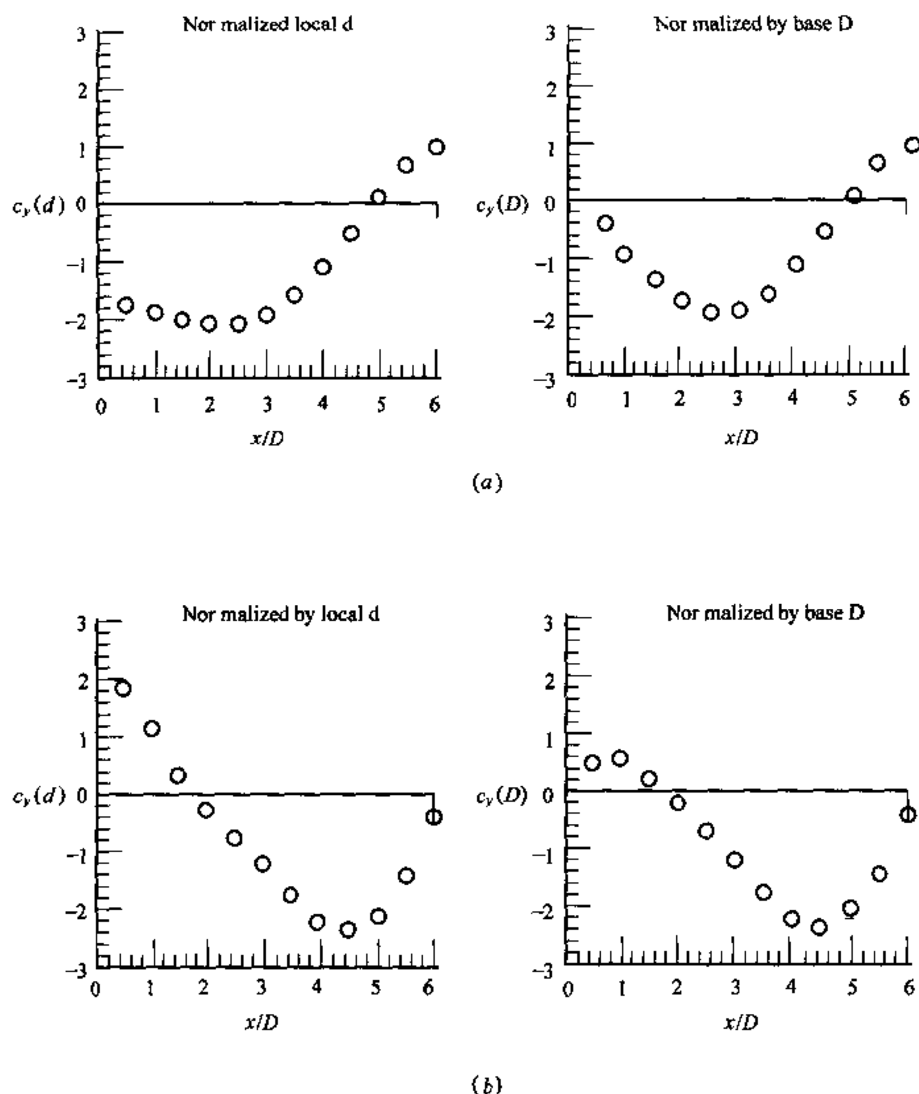


Fig. 1 Normalized local side force for $l_N/d = 3.5$ tangenent-ogive cylinder at $\alpha = 50°$

(a)Re=0.2×10^6; (b)Re=2.0×10^6。

$$c_Y = Y \Big/ \left(0.5\rho_\infty U_\infty^2 D \frac{\pi D^2}{4}\right)$$

Fig. 2 gives c_Y against ϕ at various angles of attack, $\alpha = 20° \sim 80°$. It is seen that the asymmetries have two distinct patterns in the two regimes of α or K.

Regime A $30° < \alpha < 50°$ or $2 < K < 4$ approximately. $c_Y(\phi)$ at constant K is a continuous curve. The asymmetry has an infinite number of stable states over the whole range of ϕ. c_Y takes every value between the maximum positive value of c_Y and the maximum negative value of c_Y including $c_Y = 0$.

Regime B $50° < \alpha < 60°$, or $4 < K < 6$ approximately. $c_Y(\phi)$ at constant K is a square-wave curve. The asymmetry has only two stable states, or bi-stable states. c_Y switches abruptly from

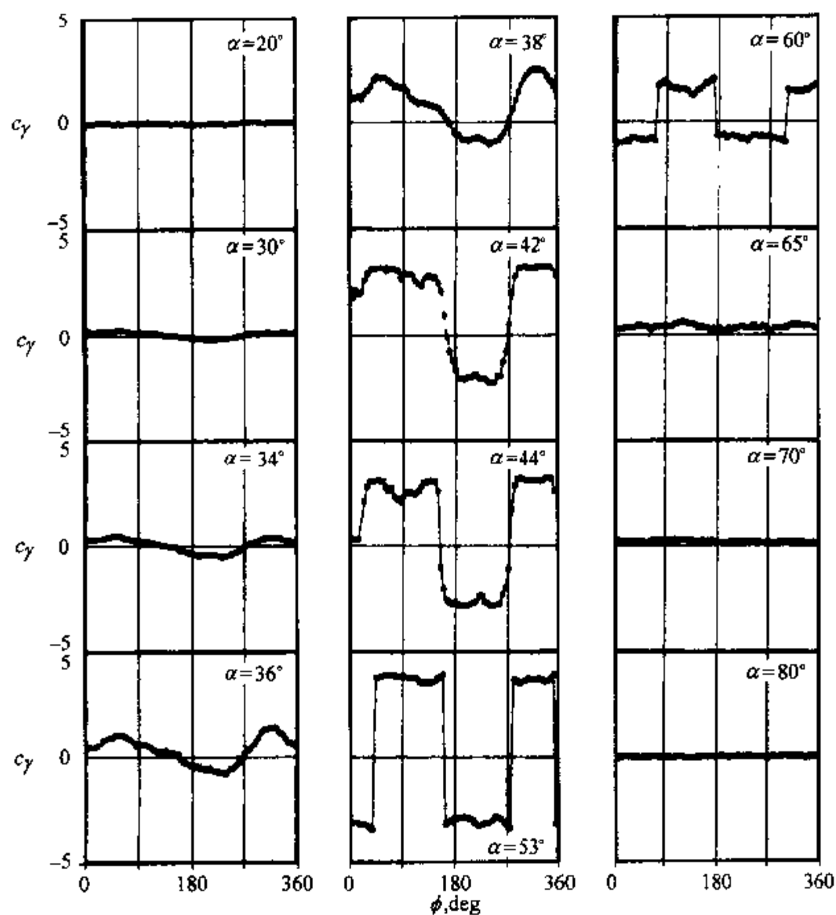


Fig. 2 Side force vs. nose roll angle $Re = 30\ 000$

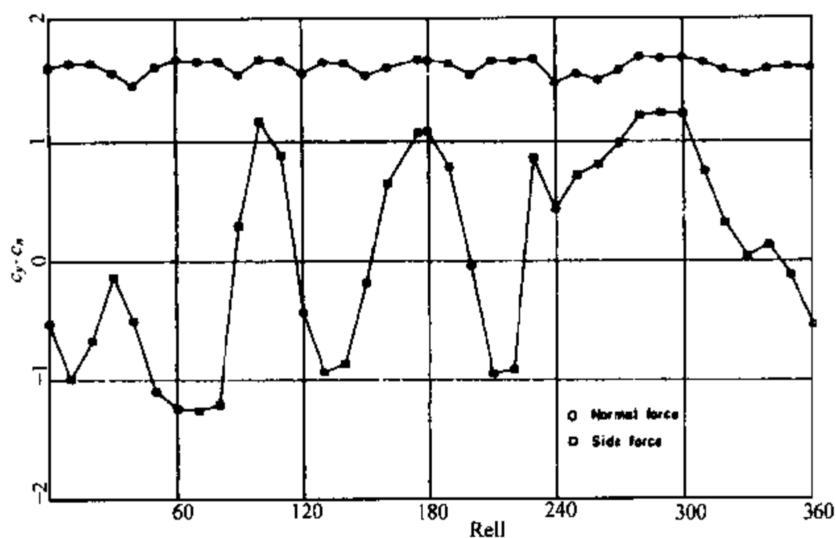


Fig. 3 Variation of side normal force with roll angle Incidence = 35°

the constant positive c_Y to the constant negative c_Y or vice versa over the whole range of ϕ, and no intermediate c_Y is found.

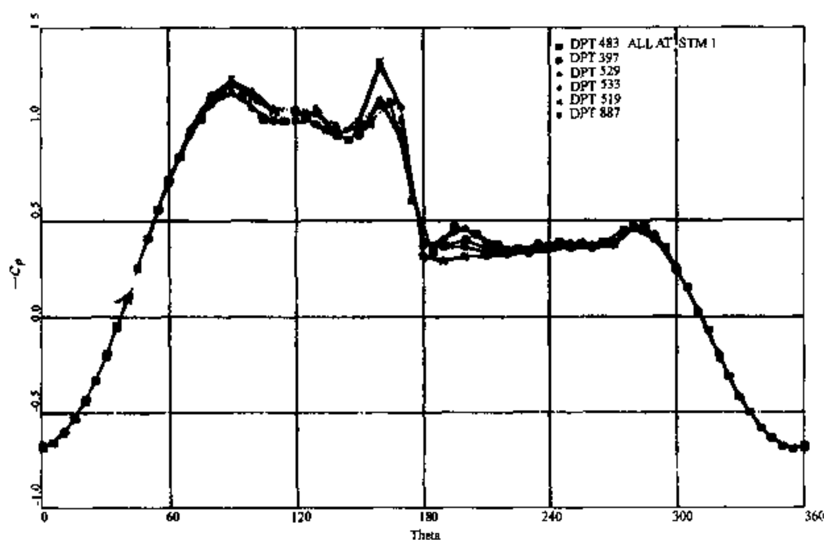


Fig. 4 Circumferential pressure distributions giving largest + ve c_y Incidence = 35°, roll = 100°, 175°, 180°, 280, 290°, 300°

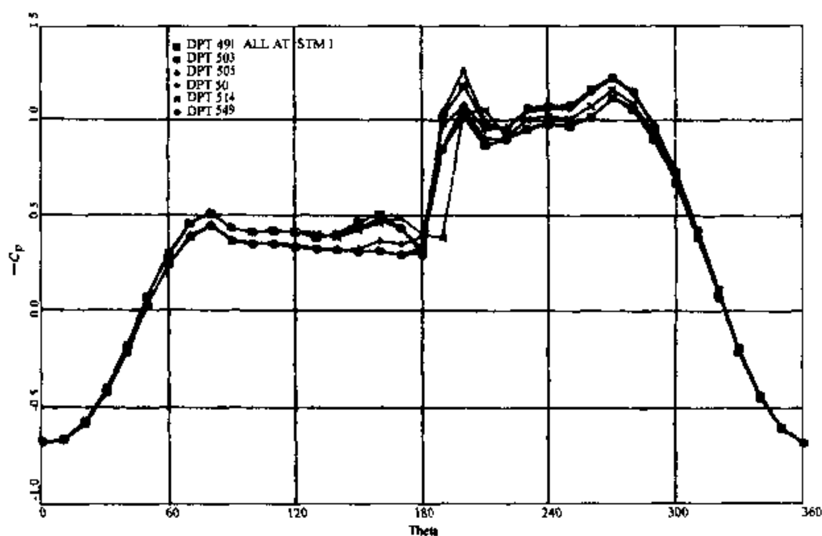


Fig. 5 Circumferential pressure distributions giving largest -ve c_y Incidence = 35°, roll = 10°, 60°, 70°, 80, 130°, 210°

When $K<2$, the flow is symmetric. When $K>6$, vortex shedding appears, and the flows are oscillating and unsteady. In both regimes A and B of asymmetry, the maximum positive c_Y and the maximum negative c_Y at constant K are nearly equal. $|c_Y|_{max}$ increases gradually in regime A and levels off in regime B as K increases. The measurements $c_Y(\phi)$ at constant α or K are repeatable under the conditions that the test model is not deformed and the model surface, especially the tip region, is thoroughly cleaned before each test.

The force asymmetry is essentially an inviscid phenomenon. The viscosity effects on the asymmetry can be large when the Reynolds number is in the separation transition region.

4 LOCAL SIDE FORCE AND CIRCUMFERENTIAL PRESSURE DISTRIBUTION

To further the understanding of the asymmetric vortex flow, the local side force and the circumferential pressure distribution are studied. Smith[7] measured the circumferential pressure distributions over the nose portion of a cone-cylinder body of revolution in a low-speed pressurized wind tunnel, and then obtained the local side force by integration. $L_N/D = 2.69$, $\varepsilon = 10°$, $L_A/D = 4.93$, $Re = 1.1 \times 10^6$, $\alpha = 35°$, $K = 3.98$. The results at the front pressure-measuring station $x/D = 0.5$ are shown below, where the separation boundary layer is laminar.

Fig. 3 gives the local side force and local normal force coefficient c_y and c_n against roll angle over the whole range $(0°, 360°)$. It is seen that the local side force coefficient $c_y(\phi)$ normalized by D is a continuous curve as $c_Y(\phi)$ of asymmetry regime A is. The maximum positive c_y and the maximum negative c_y are nearly equal, and $|c_y|_{max} = 1.0 \sim 1.2$. Fig. 4 and 5 show the coincidence of the pressure coefficient distributions $c_p(\theta)$ that give maximum positive c_y and maximum negative c_y respectively. Fig. 6 shows the pressure distributions giving maximum positive c_y and maximum negative c_y, with the negative side-force pressures plotted against the complementary angular position $(360° - \theta°)$. The two pressure distributions are seen to be identical. It is conjectured that such periodic characteristic features hold true for all pressure distributions giving the same $|c_y|$ over the whole range, $0° \leqslant \phi < 360°$ in both regimes of asymmetry. It is seen that the variations of asymmetric vortex orientations against the roll angle also exhibit the periodic characteristic features in both regimes A and B of asymmetry.

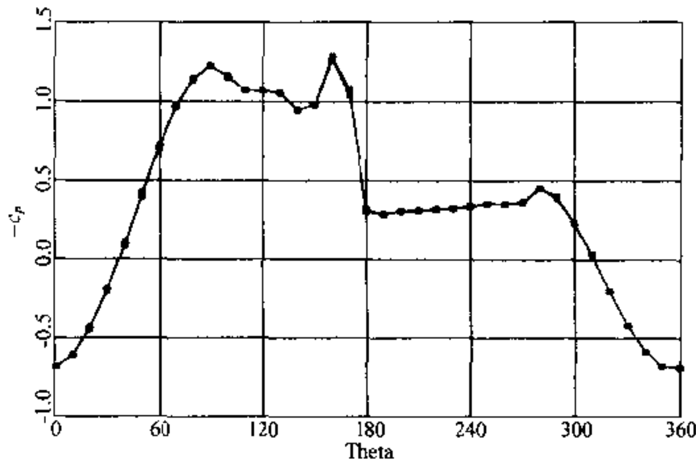


Fig. 6 Overlay of pressure distributions for maximum -ve and + ve c_y Incidence = 35°, roll = 60° and 290°

5 NON-EXISTENCE OF STABLE CONICAL ASYMMETRIC FLOW

Cai[2] using the conical flow model of Cai et al.[1] found asymmetric solutions of the system

of nonlinear algebraic equations for the stationary positions and strengths of the vortices besides the symmetric solution, if the symmetric solution is unstable. The unpublished data showed that the asymmetric solutions are also unstable under small perturbations. Or, at least one of the two asymmetric vortices is unstable. This result means that there exists no stable conical asymmetric vortex flow if the original conical symmetric flow is unstable. In other words, the asymmetric vortex flow over cones can not be modelled by assuming that the flow about cones is conical, though the symmetric vortex flow is modelled well by the conical flow assumption. This is confirmed by experimental visualizations.

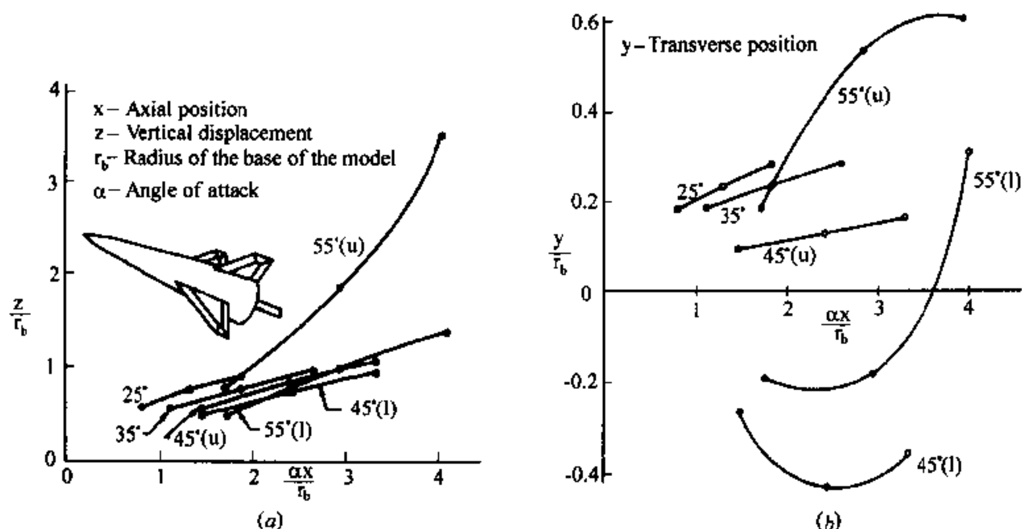


Fig. 7 Vertical and lateral spacing of body vortices on cone-finned model. The letters u and l indicate the upper and lower vortex, respectively

(*a*) Vertical spacing; (*b*) Lateral spacing.

Jenista et al.[6] measured the vortex positions over a circular cone with rear fins using smoke and laser-produced light sheet.. $L/D = 4.2, \varepsilon = 20°$, $\alpha = 25°, 35°, 45°$ and $55°$, $K = 1.28, 1.92$, 2.75 and 3.92. Fig. 7 shows the vertical and lateral spacings of the vortex pair at $x/D = 1.8$, 3.1 and 4.2. When $K = 1.28$ and 1.92, the vortices are symmetric straight lines. When $K = 2.75$ and 3.92, the vortices become asymmetric and curved. Or, at least one of the two vortices is curved.

Dyer et al.[3] and Fiddes[4] assumed that the asymmetric vortices over circular cones are straight conical lines in their calculations of asymmetric forces by the line vortex model and the vortex sheet model. Their calculated asymmetric forces agree qualitatively with the experimental data. The quantitative differences may be due to the invalid assumption of the conical asymmetric vortices.

6 CONCLUSIONS

The pointed nose plays an important role in the occurence of asymmetric vortex flow. The

cone tangent to the pointed nose of the body is a valuable geometric model for analytical studies of the vortex flow over slender body at high angles of attack. A simplified conical flow model yields analytical solutions for the stability problem of vortex pair over conical bodies and the non-existence of stable conical asymmetric flow over conical slender bodies. There are two distinct patterns of vortex flow asymmetry: infinitely-stable states and bi-stable states. The asymmetric circumferentical pressure distributions and vortex orientations against the roll angle have periodic characteristic features over the whole range of roll. How to predict analytically the asymmetric flow and asymmetric force about conical bodies at high angles of attack remains a problem to be solved.

Acknowledgement I would like to dedicate this work to my Ph.D. advisor, Dr. Xuesen Qian, on his 90th birthday, who's teachings have been a life-long source of inspiration for me. I would also like to thank Professor Feng Liu and Dr. Jinsheng Cai at the University of California, Irvine, for their support, encouragement and suggestions throughout the course of this research.

REFERENCE

1 Cai J, Liu F, Luo S J. Stability of symmetric vortices over slender conical bodies at high angles of attack. AIAA Paper 2001-2845, 2001

2 Cai J. Private Communication, 2001

3 Dyer DE, Fiddes S P, Smith J H B. Asymmetric vortex formation from cones at incidence——a simple inviscid model. Aeronautical Quarterly, 1982, 31, 293～312

4 Fiddes S P. Separation flow about cones at incidence —— theory and experiment. Studies of vortex dominated flows. Proceedings of the symposium on vortex dominated flows, 1985, 285～310

5 Hall R M. Forebody and missile side forces and the time analogy. AIAA Paper 1987-0327, 1987

6 Jenista J M, Nelson R C. The influence of high angle-of-attack flow phenomena on the dynamic stability of slender missiles. Air Force Armament Lab. AFATL TR 83-04, 1983

7 Smith J S. 1983 Preliminary tests of slender bodies in the 5m pressurized low-speed tunnel. RAE Technical Memorandum Aero 1973.

8 Zilliac G G, Degani D, Tobak M. Asymmetric vortices on a slender body of revolution. AIAA J, 1991, 29, 667～675

亚、超声喷管中声传播的数值模拟①

高军辉　李晓东

(北京航空航天大学407教研室,北京　100083)

摘要　采用计算气动声学方法研究了管道近声速区的声传播和声波与激波的相互作用问题。空间离散采用一种优化的高阶MacCormack格式,时间离散采用低耗散低频散的龙格－库塔方法,边界条件采用Giles的特征变量一维非定常无反射边界条件。计算结果与解析解进行了比较,表明:声波在亚声喷管里传播时,在 Ma 接近1的喉道处,逆流传播的声波幅值急剧增大;由于喉道的限制,在喉道的下游区域存在着反射现象;由于截面积的变化以及反射作用,经过喉道之后声波幅值削弱,起到了一定的消声作用。在超声喷管中声波与激波相互作用会使声波产生明显的相位变化。计算结果和解析解的精确吻合表明,计算中应用的这种高阶的MacCormack格式有很高的分辨率和很好的稳定性,适合声传播的计算。

关键词　计算气动声学,高阶格式,无反射边界条件,喷管,声传播

引　言

压气机和风扇前传声、喷流噪声是航空发动机的最主要声源,在进气道、叶栅的狭窄通道处以及尾喷管中,当地速度可能很接近声速或者超过声速,存在很大的速度梯度或者很复杂的激波系结构,准确计算声波通过这种区域是一个有挑战性的问题,需要高精度高分辨率的格式和精确的无反射边界条件。20世纪80年代中期Hariharan曾经用低阶的MacCormack格式计算过这种问题[1,2],由于低阶格式分辨率低以及没有合适的频散和耗散特性,需要很密的网格以保证精度,从而加大了计算量,而且当时也没有合适的无反射边界条件。90年代以来,计算气动声学得到了长足的发展,许多研究者发展了一批高精度高分辨率、具有很好频散耗散特性的高阶格式和比较准确的无反射边界条件,希望用最少的点和最短的时间来准确解决问题。无论是压气机叶栅还是尾喷管,实际的物理问题无疑是全三维的,但是全三维问题在复杂性和计算量上的困难是显而易见的。为了减少问题的复杂性和计算量而又不改变问题的物理本质,第三届计算气动声学专题讨论会把这类问题简化为一维拉瓦尔喷管中近声速区声传播和声波与激波相互作用两个问题,来测试数值格式的精度和边界条件的准确性[3]。许多研究者参加了这项测试,典型的有Hixon、Hu等。本文采用一种优化的高阶MacCormack格式和Giles的特征变量1D非定常无反射边界条件,对这两个问题进行了计算,并和NASA Glenn研究中心的理论解进行了比较,结果表明,本文采用的这种MacCormack格式由于分辨率很高,所以只需较少的网格点就能得到所需的精度。

①　国家自然基金资助项目,NSFC—10072009。

1 控制方程

控制方程为准一维的线化 Euler 方程，它的守恒形式为

$$\frac{\partial \boldsymbol{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial x} = H \tag{1}$$

式中

$$\boldsymbol{Q} = \begin{Bmatrix} \rho' A \\ (\rho' u_0 + \rho_0 u')A \\ \left(\frac{p'}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho' u_0^2 + \rho_0 u_0 u'\right)A \end{Bmatrix}$$

$$\boldsymbol{F} = \begin{Bmatrix} (\rho' u_0 + \rho_0 u')A \\ (\rho' u_0^2 + 2\rho_0 u_0 u' + p')A \\ \left(\frac{\gamma p'}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho' u_0^2 + \rho_0 u_0 u'\right)u_0 A + \left(\frac{\gamma p_0}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho_0 u_0^2\right)u' A \end{Bmatrix}$$

$$H = \left(0, \frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}x}p', 0\right)^T \qquad \rho' = \rho - \rho_0 \qquad u' = u - u_0 \qquad p' = p - p_0$$

公式中的 A 是面积；ρ_0, u_0, p_0 分别是平均密度、平均速度、平均压力；ρ, u, p 是流场参数：密度、速度、压力；ρ', u', p' 是相对应的扰动量。

2 数值方法

空间离散采用优化的 MacCormack 格式[5]。

前差：

$$\left.\frac{\partial F}{\partial x}\right|_i = \frac{-1}{\Delta x}(0.30874F_{i-1} + 0.6326F_i - 1.2330F_{i+1} + 0.3334F_{i+2} - 0.04168F_{i+3}) \tag{2}$$

后差：

$$\left.\frac{\partial F}{\partial x}\right|_i = \frac{1}{\Delta x}(0.30874F_{i+1} + 0.6326F_i - 1.2330F_{i-1} + 0.3334F_{i-2} - 0.04168F_{i-3}) \tag{3}$$

时间离散采用低耗散低频散 46 步龙格－库塔(LDDRK46)方法[6,7]

$$\begin{gathered} \overline{Q}^{(1)} = Q^k \\ \overline{Q}^{(i)} = Q^k + \alpha_i \Delta t F(\overline{Q}^{(i-1)}) \qquad i = 2,4/6 \\ Q^{k+1} = Q^k + \Delta t \sum_{i=1}^{4/6} \beta_i F(\overline{Q}^{(i)}) \end{gathered} \tag{4}$$

α_i 是每一分步的时间系数，β_i 是时间积分系数。

在每一个推进的时间步里差分方向交替变化以避免侧偏，并且在每一个时间步第一个分步的差分方向也发生变化。这就产生了一个四层的时间推进循环

$$Q^{k+1} = \mathrm{L_{BFBF}}Q^k$$

$$Q^{k+2} = \mathrm{L_{FBFBFB}}Q^{k+1}$$

$$Q^{k+3} = L_{FBFB} Q^{k+2}$$
$$Q^{k+4} = L_{BFBFBF} Q^{k+3} \tag{5}$$

B 为后差,F 为前差。

由于这种格式的 CFL 条件为:0.2≤CFL≤1.4,所以在计算时可以取比较大的时间步长减少计算量而不影响结果精度。

3 边界条件

边界条件的处理一直是计算气动声学中的难点之一,而无反射边界条件是其中最重要的部分。无反射边界条件种类很多,每一种都对应着一定的物理机制,但是却没有一种普适的无反射边界条件。本文使用的是 Giles 特征变量一维非定常无反射边界条件,它在处理一维均匀流动的线化问题时有很高的精度[4]。

4 数值计算结果及讨论

4.1 问题 1:跨声喷管中的声传播

在亚声叶栅的狭窄通道处,当地马赫数可能很接近 1,为简单起见而又保持问题的物理本质,可以把它简化为一个一维声波通过一个收扩喷管的声传播问题(图 1)。

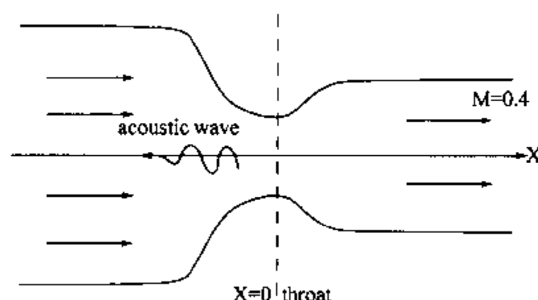


图 1 声波穿过亚声喷管示意图

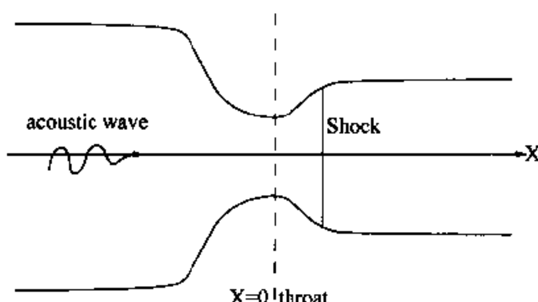


图 2 声波与激波相互作用示意图

一维拉瓦尔喷管的形状为

$$A(x) = \begin{cases} 0.535672 - 0.198086\exp\{(-\ln 2)(x/0.6)^2\} & x > 0 \\ 1.0 - 0.661514\exp\{(-\ln 2)(x/0.6)^2\} & x < 0 \end{cases}$$

计算区域为 $-10<x<10$，出口条件为 $M_{exit}=0.4$。声源在喷管的出口处，声波由下游向上游传播，声源为

$$(\rho',u',p')^{\mathrm{T}}=(1,-1,1)^{\mathrm{T}}\varepsilon\sin\left(\omega\left(\frac{x}{1-M}+t\right)\right)$$

其中 $\varepsilon=10^{-5}$，$\omega=0.6\pi$。

平均流场的计算可以用 CFD 的方法，也可以采用解析解，本文采用解析解的方法[8]。网格在喉道处加密，节点数分别取为 151、201 两种。

由图 3、图 4 和图 5 可以看出，由于在喉道处面积减小，流速接近声速，声波的频率变大，幅值急剧增大；由于下游管面积的变化，向上游传播的声波一部分反射回来，在下游段发生了干涉，这在图 4 和图 5 中可以看出来。而且由于上游管面积比下游管面积大以及喉道处的反射作用，上游声波的幅值减小，起到了一定的消声作用，这与 Hariharan 等人的结果一致。由图 4 和图 5 还可以看出，在 151 和 201 个点时的结果与理论解相比相差很小。Hixon 采用 6 阶的预因子紧致格式(Prefactored Compact Scheme)和一维非线性特征变量边界条件，用 251 个点计算了这个问题，Hu 采用 DRP 格式用 381 个点计算了这个问题，得到相当精度的结果。对比 Hixon 和 Hu 等人的结果可以看出，因为这种优化的 MacCormack 格式的分辨率很高，只需要较少的点就能达到所需的精度，所以在计算时可以减少网格点数从而大大减少计算量。

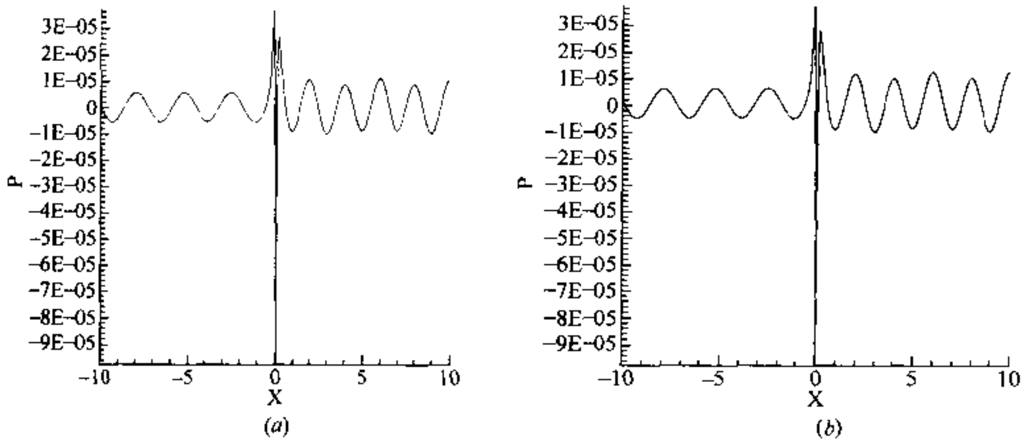


图 3 亚声喷管中瞬态声压分布($t=60T$)

(a)151 个网格点；(b)201 个网格点。

4.2 问题 2：声波与激波的相互作用

不完全膨胀的超声速喷流会在喷管的下游部分形成激波。要模拟激波与声波的相互作用，这个问题可以简化为声波穿过一个准一维的超声喷管，喷管的几何形状与问题 2 中的一样(图 2)。声源在上游进口处，进口条件为

$$(\rho,u,p)^{\mathrm{T}}=\left(1,M,\frac{1}{\gamma}\right)^{\mathrm{T}}+(1,1,1)^{\mathrm{T}}\varepsilon\sin\left(\omega\left(\frac{x}{1+M}-t\right)\right)$$

式中 $M=0.206533$，$\gamma=1.4$，$\varepsilon=10^{-5}$，$\omega=0.6\pi$。出口反压为 $p_{exit}=0.6071752$。平均流场可以采用 CFD 的方法计算，也可以求解析解，本文采用解析解[8]。网格在喉道处加密，网格节点数分别取 81、151 两种情况。

由图 6 可以发现，当声波传播到激波处时，会与激波发生干涉产生明显的相位变化，这与

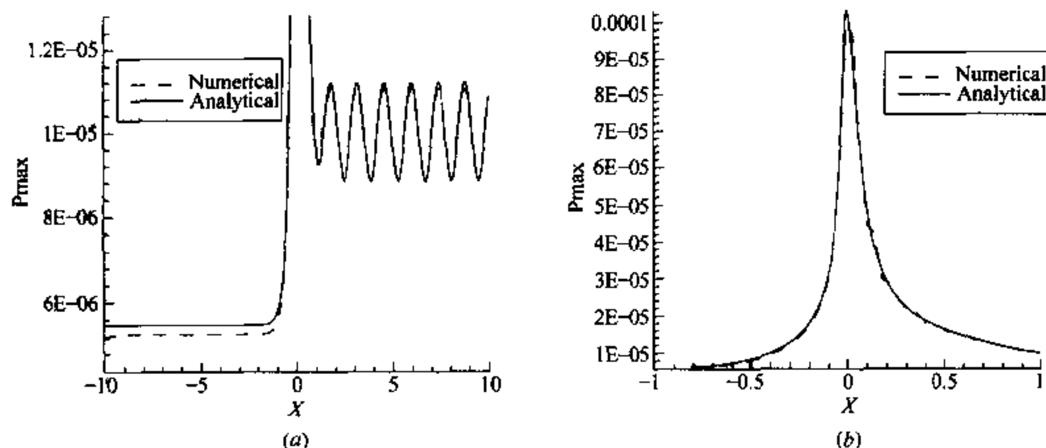


图 4 声压最大值分布图(151 个网格点)

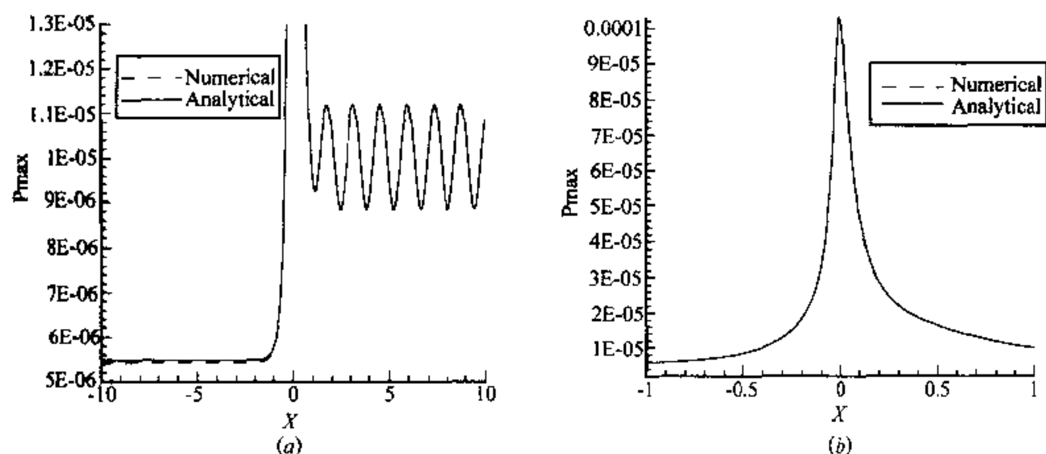


图 5 声压最大值分布图(201 个网格点)

文献[9]中的结论一致。由图 6 和图 7 中计算结果和解析解的比较可以看出,在网格数为 81 和 151 时的计算结果与理论解相比相差很小。Hixon 和 Hu 分别用 201 点和 617 点计算了这个问题,得到相当精度的结果,由此表明这种空间离散格式的精确和高分辨率。

5 结论

本文采用一种优化的高阶 MacCormack 格式计算了管道近声速区的声传播和激波与声波的相互作用这两个问题。计算结果表明:声波在亚声的喷管里逆流传播时,由于在喉道处面积减小,流速接近声速,声波的频率变大,幅值急剧增大;向上游传播的声波会与下游段反射回来的声波在下游段发生干涉产生明显的干涉现象;由于管道面积的变化以及反射作用,使得声波在传播过程中幅值减小,起到了一定的消声作用。在超声喷管中声波与激波相互作用,会产生明显的相位变化。对于这种优化的高阶 MacCormack 格式,由于它有很高的分辨率和很好的稳定性,所以实际计算时可以用很少的网格点就能达到所需的精度,而且由于 LDDRK46 方法可以取很大的 CFL 值,从而大大地减少了计算量。

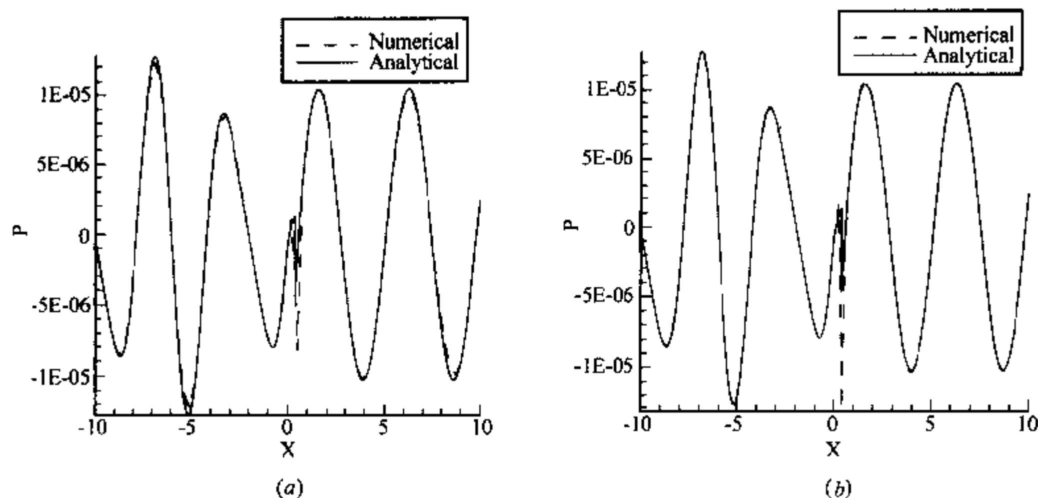


图 6　声波与激波相互作用瞬态声压变化图($t=60T$)

(a) 81 个网格点；(b) 151 个网格点。

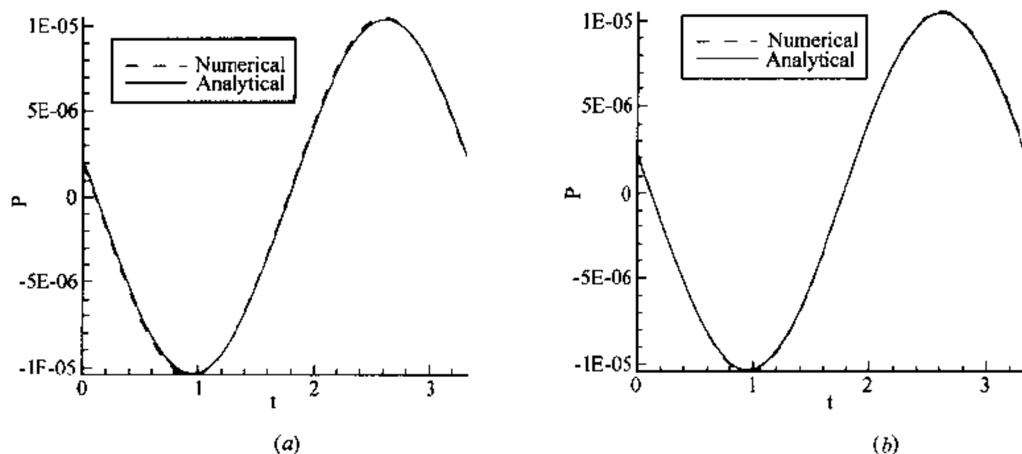


图 7　出口处声压变化图

(a) 81 个网格点；(b) 151 个网格点。

参 考 文 献

1　Hariharan SI, Lester HC. A finite difference solution for the propagation of sound in near sonic flows. Journal of the Acoustical Society of America, 1984, 75(4): 1052～1061

2　Hariharan SI, Lester HC. Acoustic shocks in a variable area duct containing near sonic flows. Journal of Computational Physics, 1985, 58: 134～145

3　Third CAA workshop on Benchmark Problems, NASA CP—2000-209790

4　Giles MB. Non-reflecting boundary conditions for euler equation calculations. AIAA Journal, 1990, 28(12): 2050～2058

5　Hixon R, Shih SH, Mankbadi RR. Application of an optimized maccormack-type scheme to acoustic scattering problems. NASA CP 3532, Second CAA workshop, edit by Hardin and Tam, 1997: 101～110

6 Hixon R, Turkel E. Compact implicit maccormack-type schemes with high accuracy. Journal of Computational Physics, 2000, 158:51～70

7 Hu FQ, Hussaini MY, Manthey J. Low dissipation and dispersion runge-kutta schemes for computational acoustics. ICASE Report 94～102, Dec.

8 王伯年，曹伟武. 激波在收缩——扩张喷管中位置的解析一数值解. 中国工程热物理学会热机气动热力学学术会议论文集，1999：I43～I48

9 Loh CY, Chang SC, Scott JR. Computational aeroacoustics via the space-time conservation element/solution element method. AIAA Paper 96-1687

格子 Boltzmann 数值流体力学[①]

冯士德　毛江玉　任荣彩

（中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室，北京 100029）

摘要　根据微观和宏观之间的质量、动量、能量守恒准则，建立了几个新的格子 Boltzmann 模型，利用 Taylor 和 Chapman-Enskog 渐近展开法，可从该模型出发推导出宏观的流体力学方程，用该模型对 Benard 热对流等几种典型的流场进行了数值模拟并得到了较好的结果，因而从理论和实验上验证了该模型的有效性。

关键词　Boltzmann 方程，分布函数，Chapman-Enskog 展开

引　言

我们从宏观的角度考虑一个流体动力系统，将流体看成是连续介质，认为流体质点连续地充满了整个系统物理空间。物理变量也就必须与这个系统物理空间的每一个点紧紧地连在一起，它们构成了以物理空间坐标 r_α 和时间 t 为变量的函数场，流体的状态就由这个函数场来定义。他们是两个标量场质量密度场 $\rho(r_\alpha,t)$和温度场 $T(r_\alpha,t)$以及矢量场局地速度 $u(r_\alpha,t)$。如果要想有效地描述一个体系的发展变化规律，体系中所有其他变量都必须考虑成是这三个基本变量的动力学函数，满足质量、动量和能量守恒原理的流体力学方程就是描述这个体系发展变化规律的控制方程。宏观流体力学是研究流体的热力学和动力学特性的主要方法。但近些年来，以最基本、能更准确地描述流体粒子运动规律的统计物理为基础的微观计算物理学也变得非常活跃，越来越受到人的重视。它从流体是由大量的微观粒子所构成的这一事实出发，认为流体的宏观特性是这些大量微观粒子热运动的统计平均结果。统计物理学研究的并不是某个粒子的热运动特性，而是研究这些粒子所组成的粒子微团的分布变化规律。在把粒子假设成刚性球体的条件下，能很好地给出粒子微团分布变化规律的方程就是微分积分型的 Boltzmann 方程。众所周知利用 Chapman-Enskog 渐近展开解法[1]，可从 Boltzmann 方程出发导出 Euler、Navier-Stokes 和 Burnett 方程，它们分别取 Chapman-Enskog 解的 0 阶、1 阶、2 阶精度。实验和文献都已证明 Burnett 方程比 Navier-Stokes 方程有更高的精度、更大的适用范围，并在所有的 Kn 数下都能给出更准确的解。这是因为 Boltzmann 方程是从粒子碰撞、移动的实际物理过程直接推理而建立的数学模型。然而 Boltzmann 方程却过于复杂，哪怕是在最简单的物理条件下，一般也很难给出解析解，正是由于这一原因使其在应用上受到了极大的限制。随着计算机科学技术日新月异的发展与进步，使得计算物理这一学科也得到了飞速的发展。格子 Boltzmann 模型(Lattice Boltzmann Equation Model—LBE)就是近些年发展起来的借助于计算机技术求解 Boltzmann 方程的一种新的计算方法.该模型对很多流场的数值模拟都

---

①　国家重点基础研究发展规划(批准号:G1998040904)，教育部留学回国人员启动基金(批准号 4-200060)，中国科学院留学经费择优支持回国工作基金(批准号:7-200053;8-1502)。

得到了令人满意的结果,例如,像非压缩性流场、可压缩性流场、多相流、旋转流场、电磁流场和带有化学反应的流场等。LBE模型也很适合于大型计算机做并行计算,这是由于这种方法的特点所决定的,LBE模型做数值计算时只分成两步反复进行,即粒子的碰撞和移动,碰撞和移动是在计算领域内的全格子点上不同时刻分别同步地进行,移动只是一个数据传递过程,这样就可把计算领域均匀地分成块或层加载到每个CPU上,所以在并行计算时,LBE模型几乎不存在由于负载不平衡所造成的CPU相互等待而影响计算速度、浪费计算机资源的现象。以下是从文献[2,3]摘录的对LBE模型发展和前景预测的一段内容:"The possibility now exists to create a Cray-size computer which implements lattice gas algorithms at speeds of many millions of times faster than existing computers."[2] "A front-page article in the Washington Post broke the story with a statement that the lattice gas had the potential to be 'one thousand to one million times faster than previous method.' At the time the Cold War still raged, and the Post also reported that the United States Department of Defense had considered whether the method "should be classified to keep it out of Soviet hands."[3]

虽然,目前LBE模型还没有被大多数人所接受,但从发展的角度看,LBE模型是一个充满希望、很有发展前途的数值方法。它既适合于宏观尺度也适合于微观尺度数值模拟。如果精度要求到特征尺度 L(如最小漩涡的尺度 L)可以和粒子的自由行程 L_c 可比时($Kn\approx1$),Navier-Stokes方程是不适用的。这时微观力学法以及LBE模型就显示出其优越性。根据文献[4],当 $Kn\approx1$ 时,粘性应力高阶项(如Burnett方程)的作用是不可忽视的。我们在这里也想对LBE模型的前景做个大胆的预测:自20世纪90年代初开始蓬勃兴起的纳米技术,可以带来诸多领域的新变革。在这个纳米世界里一定会出现一门新的学科——纳米Boltzmann流体力学。

本文对格子Boltzmann模型做了简单的综述,并用该模型模拟了几种典型的流场并得到了较满意的结果。

1 格子Boltzmann模型和流体力学方程

Boltzmann方程是描述微观粒子分布变化规律的最基本的控制方程,但它却是一个及其复杂的微分积分方程,直接求解非常困难,一般数值计算普遍采用对碰撞项作了简化处理的BGK模型Boltzmann方程[4]

$$f_{ki}^c(r_a,t) = f_{ki}(r_a,t) - \Omega_{ki} \tag{1}$$

$$f_{ki}(r_a + c_{kia}\delta t, t+\delta t) = f_{ki}^c(r_a,t) - F_{ckia} + F_{gkia} \tag{2}$$

$$\Omega_{ki} = \frac{1}{\tau}[f_{ki}(r_a,t) - f_{ki}^{eq}(r_a,t)]$$

$$F_{ckia} = 2\delta t(\omega u_a)\frac{f_{ki}}{c_{kia}}$$

$$F_{gkia} = \delta t g\eta\frac{f_{ki}}{c_{kia}} \qquad i = 0,1,2,\cdots,b;\quad k = 1,2,3,\cdots,n$$

方程(1)代表粒子微团的碰撞,方程(2)代表粒子微团的移动。这里 f_{ki} 是粒子速度分布函数;f_{ki}^c 是碰撞后的粒子速度分布函数;下标 k 代表流体种类;i 是粒子运动方向数;α 代表坐标

指数；$c_{ki\alpha}$是粒子速度，在所有运动方向上都有一个相同的模，$|c_{ki\alpha}| = c_k = \text{const}$；$c_k$ 也代表离散的格子线长度；δt 是离散时间步长；$F_{gki\alpha}$代表浮力效应；g 是重力加速度；η 是浮力强度系数；$F_{cki\alpha}$代表 Coriolis 力效应；ω 是旋转坐标系的角速度；u_α 是相对于该旋转坐标系的流体速度；Ω_{ki}是碰撞算子；τ 是无量纲松弛时间系数；$f_{ki}^{(0)}$是局地粒子平衡速度分布函数。粒子速度分布函数 f_{ki}定义为：在位置 r_α，时刻 t 和运动速度为$c_{ki\alpha}$的粒子微团内所包含的粒子数量。在每一个离散的控制体内，微观粒子微团和宏观流体质量、动量和能量之间应满足如下准则[5,6,7]

$$\left[\rho, \rho u_\alpha, \frac{1}{2}\rho u^2 + \rho e\right]^{\mathrm{T}} = \begin{bmatrix} \sum_k \sum_i f_{ki} \\ \sum_k \sum_i f_{ki} c_{ki\alpha} \\ \frac{1}{2} \sum_k \sum_i f_{ki} c_k^2 \end{bmatrix} \tag{3}$$

$$\rho e = \sum_k \rho_k e_k$$

为了能正确获得动量方程，动量通量还应满足[5]

$$P\delta_{\alpha\beta} + \rho u_\alpha u_\beta = \sum_k \sum_i f_{ki}^{eq} c_{ki\alpha} c_{ki\beta} \tag{4}$$

$$\delta_{\alpha\beta} = \begin{cases} 1, & \alpha = \beta \\ 0, & \alpha \neq \beta' \end{cases}$$

式中 P 是压力；ρ 是流体的密度；e 是单位质量流体的内能。为了求解 BGK 方程，必须求得粒子平衡速度分布。借助于 Chapman-Enskog 展开法，将粒子速度分布函数在局地平衡速度分布的邻域内渐近展开[1]，可得

$$f_{ki} = f_{ki}^{(0)} + f_{ki}^{neq} \tag{5}$$

$$f_{ki}^{neq} = f_{ki}^{(1)} + f_{ki}^{(2)} + \cdots + f_{ki}^{(n)} \tag{6}$$

式中，$f_{ki}^{(n)} = O(\varepsilon^{(n)})$，非平衡分布 f_{ki}^{neq}对密度、动量、能量没有贡献[5,6]，即

$$\sum_k \sum_i f_{ki}^{(neq)} = 0 \tag{7}$$

$$\sum_k \sum_i f_{ki}^{(neq)} c_{ki\alpha} = 0 \tag{8}$$

$$\sum_k \sum_i f_{ki}^{(neq)} c_k^2 = 0 \tag{9}$$

将 Chapman-Enskog 展开式代入准则(3)，得到如下守恒方程

$$\left[\rho, \rho u_\alpha, \frac{1}{2}\rho u^2 + \rho e\right]^{\mathrm{T}} = \begin{bmatrix} \sum_k \sum_i f_{ki}^{(0)} \\ \sum_k \sum_i f_{ki}^{(0)} c_{ki\alpha} \\ \frac{1}{2} \sum_k \sum_i f_{ki}^{(0)} c_k^2 \end{bmatrix} \tag{10}$$

取三阶精度的 Maxwell 局地粒子平衡速度分布函数 f_{ki}^{eq}[8,9]

$$f_{ki}^{(0)} = W_k\rho_k(1 - 2E_k c_{ki\alpha}u_\alpha + 2E_k^2 c_{ki\alpha}c_{ki\beta}u_\alpha u_\beta + E_k u^2 - 2E_k^2 c_{ki\alpha}u_\alpha u^2 - \frac{4}{3}E_k^3 c_{ki\alpha}c_{ki\beta}c_{ki\chi}u_\alpha u_\beta u_\chi), \quad (11)$$

式中 ρ_k,u_α 和 $c_{ki\alpha}$ 是无量纲化的流体密度、速度和粒子微团速度。将 f_{ki}^{eq} 代入方程(12),解得权 W_k 和系数 E_k 如表 1[8]。

表 1 不同的模型所对应的权 W_k 和系数 E_k(e_k 为运动粒子的内能)

Models	E_k	W_0	W_1	W_2	W_3	P	c_k^2
D2Q7	$-\frac{D}{4e_k}$	$\frac{D}{D+2}$	$\frac{D}{b(D+2)}$			$\frac{2}{D}\rho e$	$\frac{2e_k(2+D)}{D}$
D2Q9	$-\frac{D}{4e_k}$	$\frac{18-5D}{18}$	$\frac{2D}{9b_1}$	$\frac{D}{18b_2}$	$b_1=4$ $b_2=4$	$\frac{2}{D}\rho e$	$\frac{6e_k}{D}$
D3Q15	$-\frac{(6+D)D}{36e_k}$	$1-\frac{D(18+D)}{(6+D)^2}$	$\frac{18D}{b_1(6+D)^2}$	$b_1=6$ $b_3=8$	$\frac{D^2}{b_3(6+D)^2}$	$\frac{2}{D}\rho e$	$\frac{6e_k}{D}$
D3Q19	$-\frac{D}{4e_k}$	$\frac{9-2D}{9}$	$\frac{D}{9b_1}$	$\frac{D}{9b_2}$	$b_1=6$ $b_2=12$	$\frac{2}{D}\rho e$	$\frac{6e_k}{D}$

表中 D 是空间维数;b 和 e_k 是格子方向线数;W_0 和 W_k 分别是静止粒子的权和运动粒子的权。

利用 Taylor 级数和 Chapman-Enskog 展开法可从这些格子 Boltzmann 模型导出流体力学方程[3,5,8]。

2 数值计算

为了考察格子 Boltzmann 模型的有效性,我们将模拟较典型的三种流场:热对流、冲击波和圆柱绕流(见图 1~图 5)。

热对流:热对流采用的边界条件为热通量边界条件[8],初始条件:流体的初始速度 $u_0=0.0$,$Pr=1$,冷热流体 $\rho_b=1.0$,冷粒子速度 $c_b=1.0$,热流体 $\rho_r=1.0$,热粒子速度 $c_r=2.0$。

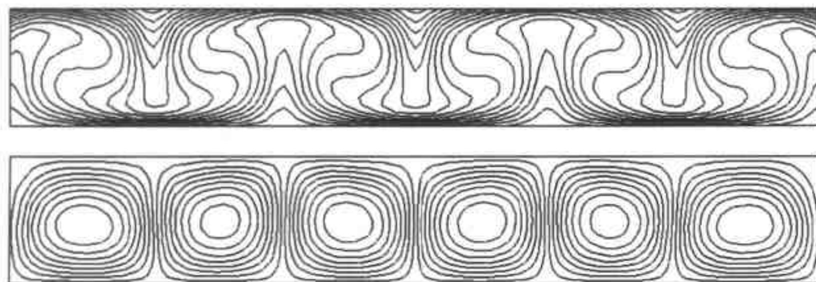
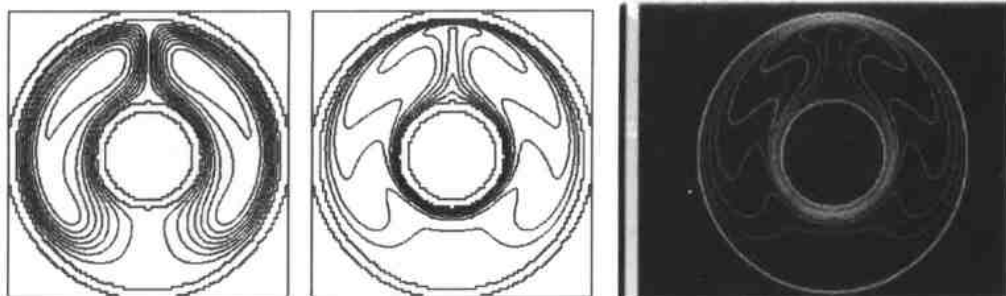
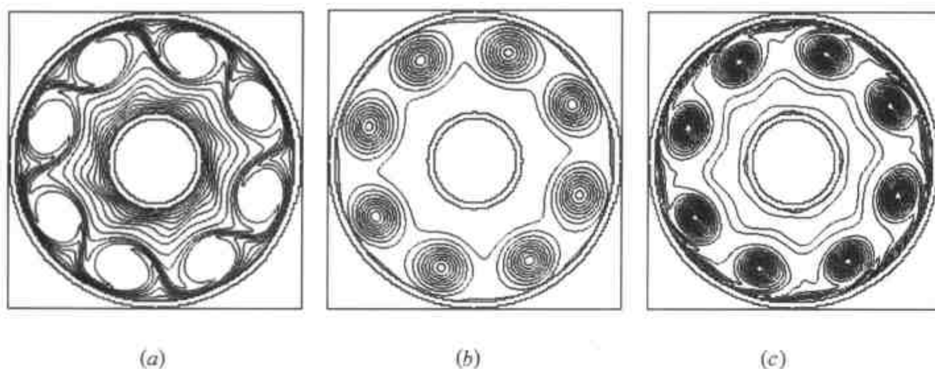


图 1 Bénard 对流。上图为等温线,下图为流线。初始条件:$Gr=15000$;缓冲系数 $\tau=0.51$,左右侧采用周期边界条件,积分无量纲时间 $t=100$



LBE 30000 steps　　　Ref[9] FEM $t = 20000$

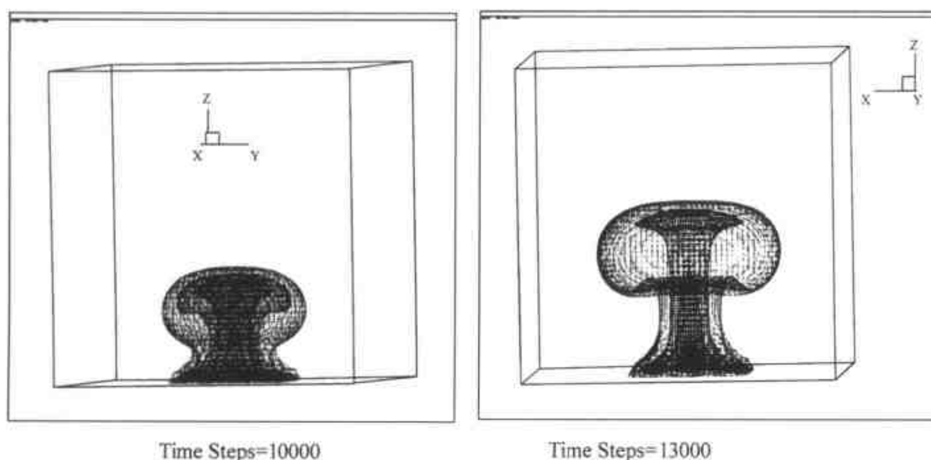
图 2　圆环内对流。左一为流线，其余两图为等温线。$Gr = 66000$，无量纲松弛时间系数 $\tau = 0.51$



(a)　　　(b)　　　(c)

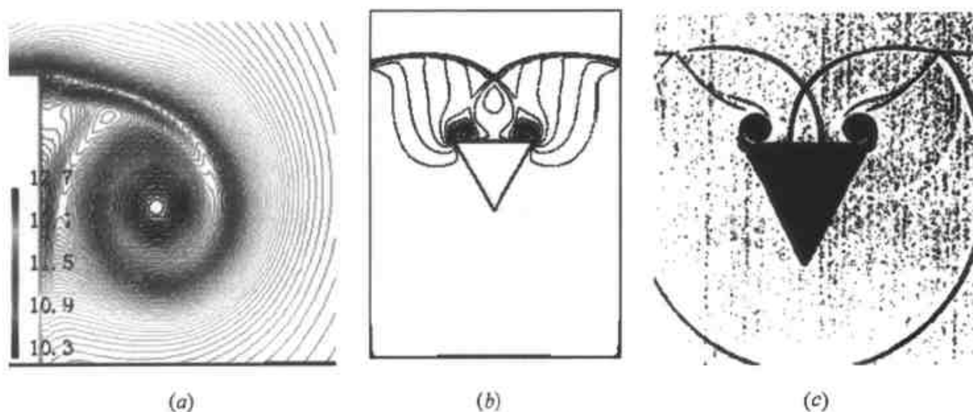
图 3　Coriolis 场中的对流。积分 $T = 5000$ 步，计算条件：转动角速度 $\omega = 0.003\mathrm{rad/s}$，无量纲松弛时间系数 $\tau = 0.55$，$Gr = 1.0 \times 10^5$，内径/外径 = 50/160 离散格子数。其余条件与图 2 相同

(a)等内能线；(b) 等压线；(c) 等涡度线。



Time Steps=10000　　　Time Steps=13000

图 4　无量纲缓冲时间系数 $\tau = 0.505$，$Gr = 1.0 \times 10^5$，结构尺度 $Nx \times Ny \times Nz = 30 \times 30 \times 30$，热源位于底部中央，加热面积 $Nx \times Ny = 10 \times 10$



(a) (b) (c)

图 5 冲击波

初始条件(a)压差=高压/低压=2；(b)高压/低压=5；(c)文献[10]的实验结果。

3 讨论和结论

根据宏观流体和微观粒子间的质量、动量、能量关系准则，建立了几种两维和三维的格子 Boltzmann 模型，从该模型出发能够导出流体力学方程。用这一模型对几种典型的流场做了数值模拟并得到了较好的结果。从理论和计算两方面都证明了这一格子 Boltzmann 模型的有效性。

参考文献

1 Chapman S, Cowing T G. The mathematical theory of non-uniform gases. Cambridge University Press, 1970

2 Doolen G D. Lattice gas methods: theory, application, and hardware. The MIT Press, 1991

3 Rothman D H, Zaleskl S. Lattice-gas cellar automata. Camberidge University Press, 1996

4 Bhatnagar P L, Gross E P, Krook M. Phys Rev, 1954, 94: 511

5 McNamara G, Alder B. Physica, 1993, A194: 218

6 Frisch U, d'Humières D, Hasslacher B, et al. Complex Systems, 1987, 1: 649

7 Wolfram S. J Stat Phys. 1986, 45: 471

8 Tsutshara M, Feng S D, Kataoka T. Comput Phys Commun. 2000, 129: 131

9 Tanahashi T. Foundations and applications of computational fluid dynamics. Torkyo: Torkyo University Press, 1991 (in Japanese)

10 Dyke M V. An Album of fluid motion. Stanford Univ. Fourth Printing, 1988

微型飞行器的仿生流体力学
——昆虫产生高升力的机理

孙茂　唐剑

（北京航空航天大学流体力学所，北京　100083）

摘要　微型飞行器若用常规气动布局，会有小雷诺数下不能产生足够的升力，以平衡重量，无法控制等问题。相同尺寸的昆虫却是飞行的佼佼者。微型飞行器应仿效之，因而十分有必要研究昆虫产生高升力的机理。本文用N-S方程模拟的方法研究了果蝇翼拍动运动中的气动力特性和流动结构。主要结果为：果蝇翼的拍动运动（$Re=136$），可产生大升力，平均C_L达到1.2左右，是定常情形的2倍以上。产生大升力的原因有三：一是拍动初期翼的加速作用，其在短时间内产生强涡层及涡量矩，从而产生大升力；二是拍动中翼的周向转动，消除了失速而产生大升力；三是拍动结束阶段翼的快速上仰运动，在短时间内产生强涡层及涡量矩而产生大升力。

关键词　微型飞行器，仿生学，昆虫，高升力机理，N-S模拟

引　言

长期以来，人们对鸟、蝙蝠、昆虫等的扑翼飞行一直很有兴趣。最近，由于微型飞行器概念的提出，这个课题引起了更多的注意。对于特征长度为厘米量级和更小的飞行器来说，常规的固定翼和旋翼都不能有效工作，而模仿昆虫的扑翼模式却可能有效，因而十分有必要研究昆虫产生高升力的机理。

这方面已经开展了一些工作，如文献[1～3]等。它们为了解昆虫的扑翼运动在小雷诺数下产生高升力的机理提供了基础。最近Dickinson[4]等测量了果蝇翼做挥拍运动的气动力，结果表明非定常升力较定常情形大得多，在每一次拍动（上拍或下拍）的起始和结束阶段（翼在做扭转运动），分别产生了一个升力峰，而在等速等迎角拍动阶段，升力也很大。该文用拍动不失速的机制[2,3]来解释等速拍动阶段的大升力；但未能对起始和结束阶段的大升力峰值作出合理的解释。本文用计算流体力学的方法，同时提供了非定常气动力和流场结构，因而可进一步解释产生高升力的机理。翼的运动模式如图1所示，与文献[4]中的相同，其近似昆虫的悬停飞行。与文献[4]一样，采用了果蝇翼的平面形状，翼剖面是相对厚度为6％的椭圆翼型。

1　数值方法

所用的数值解法源于Rogers[5]发展的算法。此算法基于拟压缩性的思想，在连续方程中加入压力对拟时间的偏导数项。每个物理时间步中用拟时间进行迭代。对流项采用Roe格式后进行通量差分裂，这种迎风格式自然地引入人工粘性并可得到对角占优的矩阵，用线Gauss-Siedel进行迭代求解。对流项离散为3阶精度。粘性项采用2阶中心差分。时间项采用2阶

3 点后差公式。有关此算法的详细情况参见文献[5]。远场边界条件为入流边界的速度不变，压力外差；出流边界的速度外差，压力给定。物面为不滑移条件，物面压力由动量方程法向分量确定。方程组建立在惯性系 oxyz 中(图 1)。模型翼的非定常运动是由随时间变化的坐标变换计及的。另有一固连于模型翼的坐标系 o′x′y′z′，用于生成网格。x′y′截面为 O 型网格，y′z′截面为 H 型网格(图 2)。方法及程序的正确性先用以下有解析解的流动进行了确认：平板边界层的阻力($Re=100\sim1000$)，小振幅振荡翼型的升力($Re=10^6$，用湍流模型)，Stokes 第一、二问题，启动翼型的初期流动；然后又用绕圆柱绕流($Re=200$)及模型果蝇翼启动后等速转动($Re=136$)的实验数据进行了验证。

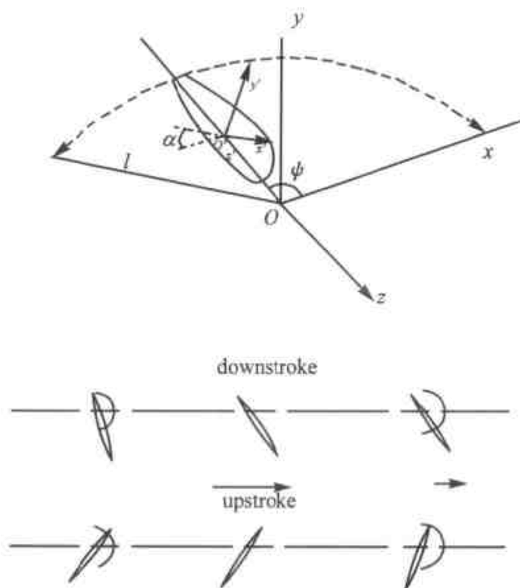
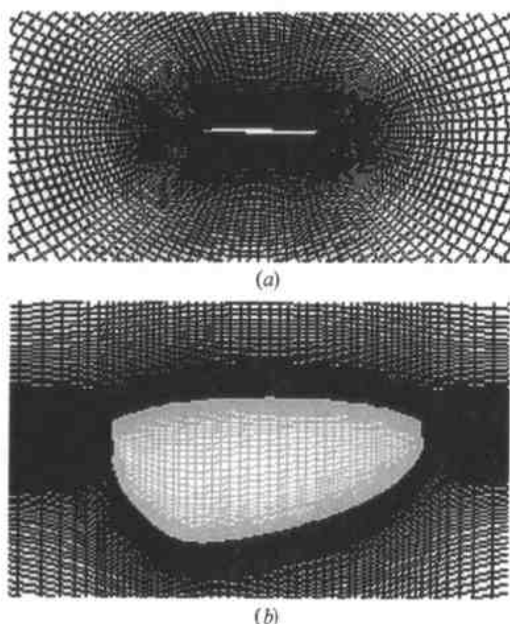


图 1　果蝇翼及坐标系



(*a*)

(*b*)

图 2　网格

(*a*) In a sectional plane; (*b*) In the plane of $y'=0$。

2 结果与讨论

在悬停飞行中，翅膀的上拍和下拍是对称的，因此我们只讨论其中之一。遵照生物力学中的惯例，绕 y 轴的转动，即拍动称为"平动"，而在上拍或下拍两端的扭转运动称为"转动"。在展向位置为 r_0 处的速度称为平动速度。r_0 由公式 $r_0=\left(\int_A r^2\mathrm{d}A/A\right)^{1/2}$ 定义，其中 r 为径向距离，A 为翼面积。简化的上拍或下拍运动可分为三部分，如图 1(b)所示：开始段的加速平动和下俯转动，以固定速度和迎角平动；结束段的减速平动和上仰转动。平动速度用 u 表示，在拍动的中段以常数 U 运动，在拍动结束阶段和下一次拍动的起始阶段，u 由下式给出

$$u^+=0.5[1+\cos\pi(\tau-\tau_1)/\Delta\tau_t] \qquad \tau_1\leqslant\tau\leqslant\tau_1+\Delta\tau_t \tag{1}$$

其中 $u^+=u/U$，τ_1 为本次拍动结束阶段开始减速的时间，$\Delta\tau$ 为 τ_1 下一次拍动开始阶段加速完成时的时间间隔。两次拍动之间，转动的角速度按下式变化(转轴距前缘 0.25 弦长)

$$\dot{\alpha}^+=0.5\dot{\alpha}_0^+\{1-\cos[2\pi(\tau-\tau_r)/\Delta\tau_r]\} \qquad \tau_r\leqslant\tau\leqslant\tau_r+\Delta\tau_r \tag{2}$$

式中，$\dot{\alpha}^+=\dot{\alpha}c/U$，$\dot{\alpha}_0^+$ 是常量；τ_r 是靠近拍动结束段开始转动的时刻；$\Delta\tau_r$ 是旋转的时间长度。对于小昆虫来说，典型的拍动角为 120°，因此拍动一下的时间是 4。计算从翼在静止流体中启动开始，直到气动力和流场结构达到周期性时终止。

首先考虑转动超前模式(即转动的大部分在上一次拍动的结束段完成而只有一小部分在当前拍动的起始段完成，参考图 3 中的上图)。在一次拍动的过程中 u，α，气动力系数与时间的关系如图 3 上图所示；C_L 和 C_D 表示升力、阻力。为解释气动力和力矩产生的原因，我们画出在模型翼中间截面的流线(在随体坐标系中)和 $\omega_{z'}$ 的等涡量线(实线表示正涡，虚线表示负涡，见图 4，图 5)。

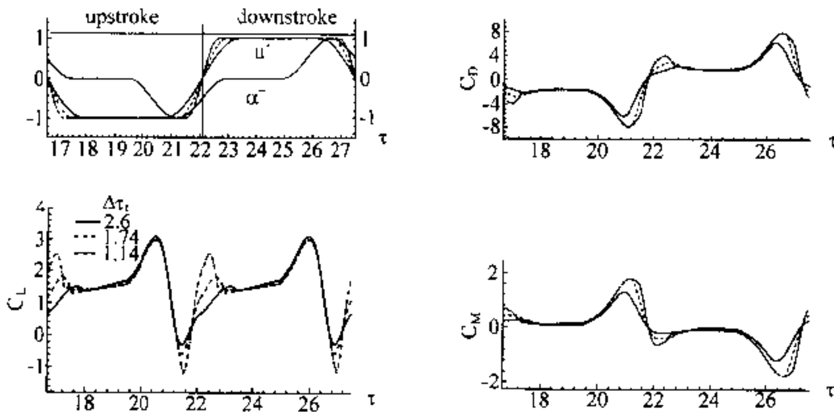


图 3 一周期中气动力随时间的变化，超前模式

如图 3 所示，在拍动的开始阶段，$\tau=16.6\sim18$，C_L 有一较大的峰值，C_D 的变化不大。在此阶段中，翼只有很小的转动角速度(大部分转动已在上一次拍动的结束阶段完成)，因而翼主要是做平动加速运动。根据文献[3]，在加速拍动时可以产生大升力峰值，原因是在很短时间

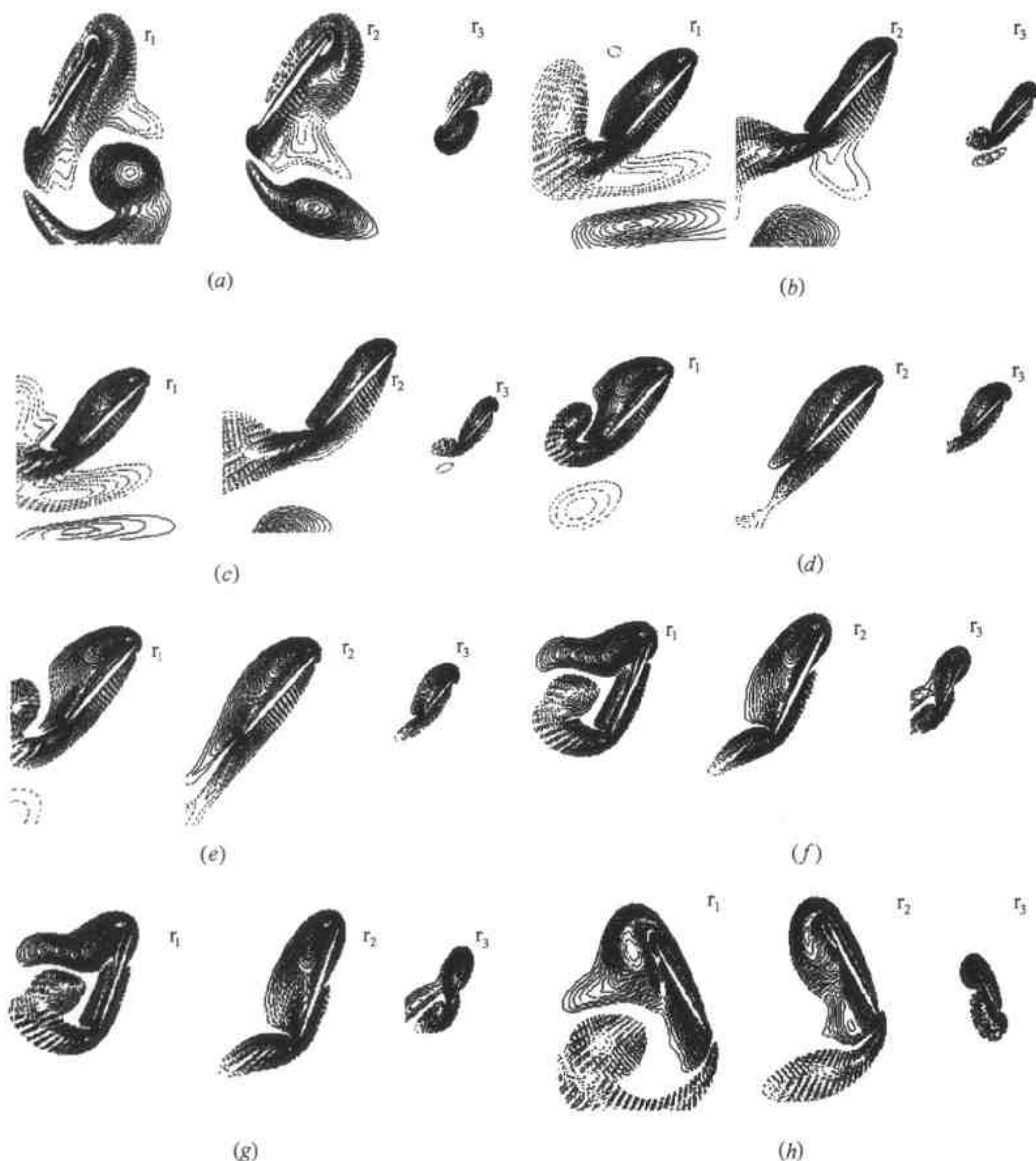


图 4 涡量的展向分量的等值线图。r_1, r_2, r_3 分别表示翼展的 25%,50%,75%处的截面

$(a)\tau=16.7, \alpha=134.4°$;$(b)\ \tau=17.5, \alpha=140°$; $(c)\tau=18.0, \alpha=140°$; $(d)\tau=18.8, \alpha=140.0°$;

$(e)\tau=19.4, \alpha=140°$; $(f)\tau=20.6, \alpha=122.4°$; $(g)\tau=20.8, \alpha=113.3°$; $(h)\tau=22.0, \alpha=52°$

内产生了大涡量和涡量矩的时间变化率,见图 4(b),从开始加速到加速结束的短时间内,上翼面和前缘处出现了一强的正涡层,下翼面及后缘下游出现了一负涡层。

在常速拍动阶段,$\tau=18\sim19.4$,翼以迎角 $\alpha=40°$常速“平动”(绕 y 轴周向转动), C_L保持一较大的值,约为 1.3。若像飞机一样运动,启动后的运动中 C_L将会因为失速而大幅度减小。但由文献[3],翼作周向转动时,由于失速涡不脱落,不存在失速现象,因而此处 C_L可有较大值。见图 4(b)和(e)和图 5,失速涡未脱落。

在最后阶段,$\tau=19.4\sim22.1$,C_L 和 C_D 有很大的峰值。这是因为从 $\tau=19.4\sim20.6$,翼在常速拍动的同时快速上仰,由文献[3]知,这将使 C_L 和 C_D 急剧上升,原因也是在很短时间

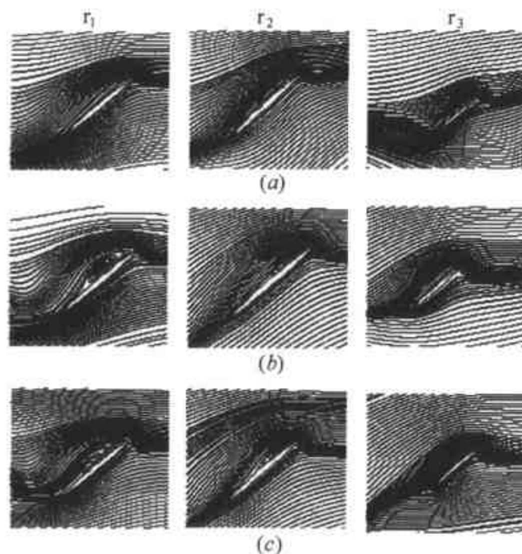


图 5　截面流线图。r_1, r_2, r_3 分别表示翼展的 25%,50%,75%处的截面

$(a)\ \tau=17.8, \alpha=140°$;$(b)\ \tau=18.8, \alpha=140°$;$(c)\ \tau=19.4, \alpha=140°$。

内产生了大的涡量和大的涡量矩变化率,见图 4(f);而从 $\tau=20.8$ 到 $\tau=22.1$ 翼快速减速,由文献[3]知这将导致 C_L 和 C_D 的急剧下降(也是因为产生大的涡量和大的涡量矩变化率)。从以上分析可以看到,由于快速上仰使 C_L 和 C_D 迅速上升,而快速减速又使 C_L 和 C_D 很快下降,从而在拍动的最后阶段形成了一个峰。

计算出拍动一周期的平均升力系数,达到 1.3,是定常前飞时 $C_L=0.6$ 的两倍还多 ,可以平衡昆虫的重量,还有余量做机动飞行。而从图 3 知,这一大平均升力系数来自三个贡献,一是开始阶段的 C_L 峰;二是拍动中部 C_L 保持一较大的值;三是结束阶段的 C_L 峰。

翼拍动时转动运动相对于拍动的相位关系,会改变升力和阻力的峰值和平均值。一半转动在上一次拍动阶段结束阶段,另一半在本次的起始阶段,称为对称模式;与超前模式相反的情况,称为滞后模式。对称模式的升力较超前的小,滞后模式的更小。另外,超前模式中,转动超前的多少也会影响力的结果。

3　结论

果蝇翼做拍动运动($Re=136$)时可产生 1.3 左右的升力系数(超前模式),远大于模型翼在定常条件下的升力系数 0.6。产生大升力的原因有三,一是拍动初期的快速加速效应,其在短时间内产生很大的涡量矩的时间变化率;二是拍动中翼的周向转动,其消除了失速;三是拍动结束阶段翼的快速上仰运动效应,在短时间内产生很大的涡量矩的时间变化率。

参 考 文 献

1　Liu H, Ellington C P, Kawachi K, et al. A computational fluid dynamic study of hawkmoth hovering. Journal of Experimental Biology, 1998, 201: 461～477

2 Ellington C P, Van den Berg C, Willomott A P. Leading edge vortices in insect flight. Nature, 1996, 384: 626～630

3 兰世隆,孙茂. 模型昆虫翼作非定常运动时的气动力特性. 力学学报, 2001, 33(2): 173～181

4 Dickinson M H, Gotz K G. Unsteady aerodynamic performance of model wings at low Reynolds numbers. Journal of Experimental Biology, 1993, 174: 45～64

5 Rogers S E, Kwak D, Kiris, C. Numerical solution of the incompressible Navier-Stokes equations for steady-state and dependant problems. AIAA Journal, 1991, 29: 603～610

用非线性涡粘性模式计算三维湍流边界层

符 松　钱炜祺　章光华
（清华大学工程力学系，北京 100084）

摘要 针对非线性涡粘性模式在求解三维湍流边界层流动时的不足，从压力-变形率关联项中的快速项出发，考虑流动非均匀性影响，在显式代数应力模式的雷诺应力表达式中引入了反映雷诺应力"松弛"效应的速度二阶导数项，构造了一个新的非线性涡粘性模式。通过对典型算例——翼体角隅流动的计算结果表明，新模式能较好地再现出三维湍流边界层内雷诺切应力方向的发展滞后于速度梯度方向发展这一流动特性。

关键词 三维湍流边界层，非线性涡粘性模式，雷诺应力松弛效应，角隅流动

引 言

湍流边界层是一种典型的剪切湍流流动。对于准定常的二维湍流边界层，长期以来人们在实验、理论和数值预测等方面积累了丰富的研究成果，以普朗特为首的哥廷根学派的工作是其中的代表[1]。三维湍流边界层的系统研究则是从20世纪70年代中期开始的，一系列实验研究[2]，例如，Bradshaw P& Pontikos N S对无限后掠翼进行的实验研究[3]；Anderson S D& Eaton J K对平面上不同顶角楔体绕流形成三维边界层进行的实验研究[4]等，都表明：三维边界层的湍流特性与二维边界层有很大区别。这主要体现在两方面，一是三维边界层内雷诺切应力的方向与平均速度梯度方向不一致，在大多数情况下雷诺切应力方向的发展滞后于速度梯度方向；二是在三维边界层中，雷诺切应力和湍动能的值比二维边界层的相应值小，且切应力大小与湍动能的比值也比二维边界层的相应值小。Bradshaw P将三维边界层的上述湍流特性归结为纵向涡对湍流结构的影响，直接数值模拟的结果证实了这一点[3,5]。

由于三维边界层的湍流特性与二维边界层有很大区别，这使得在二维流动计算中成功应用的湍流模式，如普朗特提出的混合长模式、线性和非线性 $k-\varepsilon$ 模式、基准微分形式的二阶矩模式等，推广到三维流动时都遇到了问题，都不能预测出三维湍流边界层内切应力方向滞后于速度梯度方向和切应力值相对于相应二维边界层减小这两个特性[5]。因此，为适应工程计算需求，20世纪70年代末，在哥廷根的Rotta J C提出了T-模式[6]，该模式在用涡粘性模式计算时，在平行和垂直于局部流动方向采用了不同的涡粘性系数值。一些典型算例的计算结果表明，T-模式可改善对物面切应力方向的预测，但所得雷诺应力的分布值与实验数据相差甚远。同时，该模式违背了模式对坐标变换的不变性原则，在理论上是不完备的。

从雷诺切应力满足的方程出发分析后可知，在雷诺应力模式中，三维边界层内纵向涡对湍流结构的影响只能通过压力-变形率关联项中与平均速度场有关的部分来反映[5]。因此，Fu et al.建立了FLT非线性二阶矩模式[7]，在模式中着重考虑了三维涡场对雷诺应力输运的非线性作用以及平均涡伸长引起的湍能耗散率增大，计算结果表明，FLT模式对三维边界层内雷诺应力分布的预测比线性二阶矩模式有改进，但该模式形式上过于复杂，不便于工程应用。

本文在涡粘性模式框架下,从压力-变形率关联项中的快速项出发,构造了一新的非线性涡粘性模式来描述三维湍流边界层的流动特性,得到了一些初步结果。

1 非线性涡粘性模式及其改进

1.1 非线性涡粘性模式

Gatski T B & Speziale C G[8]利用张量表示理论,从代数应力模式出发,导出了雷诺应力与平均流动的应变率和涡量之间的显式函数关系,并称之为显式代数应力模式。这实际上是一个非线性涡粘性模式,其三阶完备形式可写为

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3}\delta_{ij}k - 2v_t\Big[S_{ij} + \beta_2 k(S_{im}W_{mj} + S_{jm}W_{mi})/\varepsilon - \beta_3 k\Big(S_{ij}^2 - \frac{1}{3}\delta_{ij}S_{mm}^2\Big)/\varepsilon + \beta_4 k^2\Big(W_{im}W_{mj} - \frac{1}{3}\delta_{ij}W_{mm}^2\Big)/\varepsilon^2 + \beta_5 k^2(S_{ip}S_{pm}W_{mj} - W_{im}S_{mp}S_{pj})/\varepsilon^2 + \beta_6 k^2(S_{im}W_{mp}W_{pj} + W_{ip}W_{pm}S_{mj})/\varepsilon^2\Big] \tag{1}$$

式中,$S_{ij} = \frac{1}{2}(U_{i,j} + U_{j,i})$;$W_{ij} = \frac{1}{2}(U_{i,j} - U_{j,i})$;$S_{ij}^2 = S_{im}S_{mj}$;$S_{mm}^2 = S_{lm}S_{ml}$;$\beta_2$、$\beta_3$、$\beta_4$、$\beta_5$、$\beta_6$ 为模式参数。

现定义雷诺剪切应力角 β_τ 和速度梯度角 β_g

$$\beta_\tau = \mathrm{arctg}\left(\frac{-\overline{u_2u_3}}{-\overline{u_1u_2}}\right); \qquad \beta_g = \mathrm{arctg}\left(\frac{\partial W/\partial y}{\partial U/\partial y}\right) \tag{2}$$

对模式(1)分析知,由于边界层中$\partial./\partial x$,$\partial./\partial z$ 和 v 的量级比较小,则

$$\beta_\tau = \mathrm{arctg}\left(\frac{-\overline{u_2u_3}}{-\overline{u_1u_2}}\right) \cong \mathrm{arctg}\left[\frac{-2v_tS_{23}[1-2\beta_6(W_{12}^2+W_{23}^2)k^2/\varepsilon^2]}{-2v_tS_{12}[1-2\beta_6(W_{12}^2+W_{23}^2)k^2/\varepsilon^2]}\right] \cong \mathrm{arctg}\left(\frac{\partial W/\partial y}{\partial U/\partial y}\right) = \beta_g \tag{3}$$

即非线性涡粘性模式(1)不能再现三维边界层内雷诺切应力方向与速度梯度方向的不一致。

1.2 非线性涡粘性模式的改进

在通常采用的压力-变形率模式中,压力-变形率关联项 Φ_{ij}可分解为两部分:慢速项 $\Phi_{ij,1}$ 和快速项 $\Phi_{ij,2}$。如引言所述,三维边界层内纵向涡对湍流结构的影响只能通过压力-变形率关联项中与平均速度场有关的部分来反映,即主要考虑快速项[5]

$$\Phi_{ij,2} = \frac{1}{4\pi}\int_V 2\frac{\partial U_l^*}{\partial x_m}\overline{\frac{\partial u_m^*}{\partial x_l}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)}\frac{\mathrm{d}V^*}{r^*} \tag{4}$$

式中带 * 的项表示与所积分流场区域上的点有关的量,而不带 * 的项则属于压力-变形率项所在的点。在经典模式理论中,通常认为平均应变率在整个积分域上可近似当作均匀的,因而可将它提到积分号外面,即

$$\Phi_{ij,2} = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial U_l}{\partial x_m}\int_V\left(\frac{\partial^2\overline{u_m^*u_i}}{\partial r_l\partial r_j} + \frac{\partial^2\overline{u_m^*u_j}}{\partial r_l\partial r_i}\right)\frac{\mathrm{d}V^*}{r^*} \equiv \frac{\partial U_l}{\partial x_m}(_{mlij} + T_{mlji}); \tag{5}$$

式中 T_{mlij} 为四阶张量。$\Phi_{ij,2}$ 可进一步模化为

$$\Phi_{ij,2} = -c_2'\left(P_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}P_{ll}\right); \qquad P_{ij} = -\overline{u_iu_k}\frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_ju_k}\frac{\partial U_i}{\partial x_k} \tag{6}$$

c_2' 为参数，这就是常用二阶矩模式中的快速项模化形式。

在文献[6]中，Rotta J C 指出，在非均匀流动中，边界层内 $\partial U/\partial y$ 和 $\partial W/\partial y$ 随 x，y，z 的变化较大，在由式(4)到式(5)的简化过程中还需要考虑速度的高阶导数的影响，因此，为了引入流动非均匀的影响，下面考虑将 $\Phi_{ij,2}$ 修正为

$$\Phi_{ij,2} = \frac{1}{2\pi}\left\{\left.\frac{\partial U_l}{\partial x_m}\right|_{\text{eff}}\right\}\int_V\left(\frac{\partial^2\overline{u_m^*u_i}}{\partial r_l\partial r_j} + \frac{\partial^2\overline{u_m^*u_j}}{\partial r_l\partial r_i}\right)\frac{\mathrm{d}V^*}{r^*};\text{且}\left.\frac{\partial U_l}{\partial x_m}\right|_{\text{eff}} = \frac{\partial U_l}{\partial x_m} + L_k\frac{\partial^2 U_l}{\partial x_k\partial x_m} \tag{7}$$

式中 $L_k(k=1,2,3)$ 表示 x，y，z 三个方向上的特征长度尺度。类似式(6)，上式可模化为

$$\Phi_{ij,2} = -c_2'\left(P_{ij}^* - \frac{1}{3}\delta_{ij}P_{kk}^*\right) \tag{8}$$

式中，$P_{ij}^* = -\overline{u_iu_k}\left\{\left.\frac{\partial U_j}{\partial x_k}\right|_{\text{eff}}\right\} - \overline{u_ju_k}\left\{\left.\frac{\partial U_i}{\partial x_k}\right|_{\text{eff}}\right\} = P_{ij} + \left(-\overline{u_iu_k}L_m\frac{\partial^2 U_j}{\partial x_m\partial x_k} - \overline{u_ju_k}L_m\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_m\partial x_k}\right)$。

将上式代入压力-变形率关联项后，若定义新的流动应变率和涡量

$$\bar{S}_{ij} = S_{ij} + \bar{S}_{ij}^* = S_{ij} + \frac{c_2'}{c_2'-1}L_m\frac{\partial S_{ij}}{\partial x_m};\overline{W}_{ij} = W_{ij} + \overline{W}_{ij}^* = W_{ij} + \frac{c_2'}{c_2'-1}L_m\frac{\partial W_{ij}}{\partial x_m} \tag{9}$$

则可得到考虑流动非均匀性影响后的新的代数应力模式

$$\begin{aligned}2(P-\epsilon+C_1\epsilon)b_{ij} = {} & \left(\frac{4}{3}c_2' - \frac{4}{3}\right)k\bar{S}_{ij} + (2c_2'-2)k\left(b_{il}\bar{S}_{jl} + b_{jl}\bar{S}_{il} - \frac{2}{3}b_{mn}\bar{S}_{mn}\delta_{ij}\right) + \\ & (2c_2'-2)k\left(b_{il}\overline{W}_{jl} + b_{jl}\overline{W}_{il}\right)\end{aligned} \tag{10}$$

式中，C_1 为参数，雷诺应力各向异性张量 $b_{ij} = \overline{u_iu_j}/2k - \delta_{ij}/3$。由此式出发借助张量表示理论[8]就可以得到一新的显式代数应力模式

$$\overline{u_iu_j} = \frac{2}{3}\delta_{ij}k - 2v_t\left[\bar{S}_{ij} + \beta_2\frac{k}{\epsilon}(\bar{S}_{ik}\overline{W}_{kj} + \bar{S}_{jk}\overline{W}_{ki}) - \beta_3\frac{k}{\epsilon}\left(\bar{S}_{ij}^2 - \frac{1}{3}\delta_{ij}\bar{S}_{kk}^2\right)\right] \tag{11}$$

将上式展开后略去含 $\bar{S}_{ij}^*$ 和 $\overline{W}_{kj}^*$ 的高阶非线性项，并取 $L_m = \alpha\frac{k}{\epsilon}U_m$，$\alpha$ 为参数，则上式简化为

$$\overline{u_iu_j} = \frac{2}{3}\delta_{ij}k - 2v_t\left[S_{ij} + \beta_2\frac{k}{\epsilon}(S_{ik}W_{kj} + S_{jk}W_{ki}) - \beta_3\frac{k}{\epsilon}\left(S_{ij}^2 - \frac{1}{3}\delta_{ij}S_{kk}^2\right) + \beta_4\frac{k}{\epsilon}U_k\frac{\partial S_{ij}}{\partial x_k}\right] \tag{12}$$

式中 $\beta_4 = c_2'\alpha/(1-c_2')$ 为模式参数。此式与 Speziale C G 借鉴粘弹性流体中构造本构关系的思想导出的雷诺应力表达式[9]在形式上类似。与常用的显式代数应力模式相比，式(12)中的最后一项是新引入的，并且，可以将其看作为雷诺应力“松弛”项。因为从物理上讲，流场中某点的雷诺应力不仅与该点的流动状态有关，还与流动的“历史”有关，速度梯度在时间方向上的泰勒展开与速度的空间二阶导数、即应变率的空间导数有着密切的关系。

2 典型算例分析——翼体角隅流动

翼体角隅流动在工程实际中广泛存在。例如，飞机机翼与机体构成的角隅；潜艇指挥台与艇体构成的角隅。翼体角隅流动是一种强三维各向异性流动和强三维湍流边界层流动，具有

相当复杂的湍流流动特征。本文研究对象选取的是头部椭率 3:2 + NACA0020 翼型模型与平板组成的角隅流动。流动的雷诺数 $Re = U_0 T/v = 119500$，U_0 为入口处流动平均速度，T 为翼型的最大厚度。文献[10]给出了较为详细的流动实验结果。在计算中，取翼型的前缘为坐标原点，x 为流动方向，y 为垂直平板方向，z 方向由右手系确定。计算域取为：$x-z$ 平面内用 91×51 的 C 型网格离散，外边界距离翼型 $5c$，c 为翼型弦长；计算域高 $4.25T$，用 51 个网格离散。流动计算的主控方程为雷诺平均 N-S 方程，其通式可写为

$$\nabla \cdot (\overline{U}\phi - \Gamma_\phi \nabla \phi) = S_\phi \tag{13}$$

当 ϕ 取 $1, U, V, W, k, \epsilon$ 时，上式分别对应于连续性方程、x 方向动量方程、y 方向动量方程、z 方向动量方程、湍动能方程和湍能耗散率方程，Γ_ϕ 为输运量 ϕ 的当量扩散系数，S_ϕ 为相应源项。用有限控制体积法对上式进行离散，式中的对流项用二阶精度的 HLPA 格式离散，扩散项和源项用中心差分格式离散，得到的七对角代数方程组用强隐算法 SIP 求解；压力修正采用 SIMPLE 方法，为避免使用非交错网格所引起的非物理压力波动，对有限体积界面上的速度采用了动量插值。计算时的边界条件处理为：在入口处和迎风的外边界上由实测值给定速度型、湍动能值和湍能耗散率值；出口处令诸物理量的流向导数为零。为处理固壁边界，在此采用文献[11]提出的低雷诺数非线性涡粘性模式，并加入式(12)中引入的速度二阶导数项

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3}\delta_{ij}k - 2\hat{v}_t\left\{S_{ij} + \frac{k+\sqrt{v\epsilon}}{\epsilon}\left[\hat{\beta}_2(S_{im}W_{mj} + S_{jm}W_{mi}) - \hat{\beta}_3\left(S_{ij}^2 - \frac{1}{3}\delta_{ij}S_{mm}^2\right) + \hat{\beta}_4\left(U_m\frac{\partial S_{ij}}{\partial x_m}\right)\right]\right\} \tag{14}$$

式中，$\hat{v}_t = C_\mu^* f_\mu (k + \sqrt{v\epsilon})k/\epsilon$；$f_\mu = 1 - \exp(-R/150)$；$R = \sqrt{k(k+\sqrt{v\epsilon})^3}/v\epsilon$；$\hat{\beta}_2 = \beta_2/f_\mu$；$\hat{\beta}_3 = \beta_3/f_\mu$；$\hat{\beta}_4 = \beta_4/f_\mu$；$\beta_2$、$\beta_3$、$\beta_4$ 为模式参数，取值为：$\beta_2 = 0.19$，$\beta_3 = 0.1$，$\beta_4 = -0.19$。

用式(14)给出的非线性涡粘性模式(记为 Present model)来对此流动进行计算。图 1 给出了计算出的翼型头部对称面($x-y$ 平面)内的流线分布，从图中可清晰地分辨出对称面内的回涡，其中心大致位于($-0.16T$, $0.045T$)，和实测结果($-0.2T$, $0.05T$)很接近。图 2 给出了测量点 S_5 处($x = -0.228c$, $z = 0.245c$)的 x 方向平均速度 U 与实验结果的比较，从图中可以看出，计算结果与实验结果也符合得比较好。

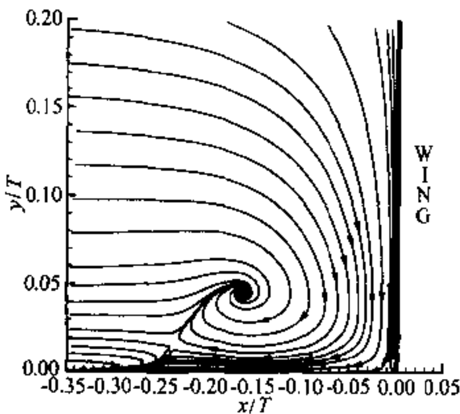


图 1　计算出的翼型头部对称面内流线图

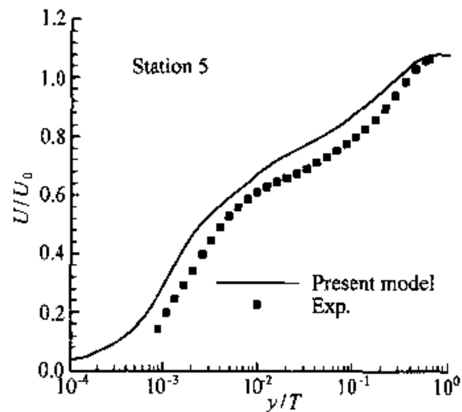


图 2　计算出 S_5 点上 x 方向速度型

接下来分析雷诺应力的计算结果。图 3 分别给出了测量点 S_5 处用文献[12]中提出的具有可实现性的二阶非线性涡粘性模式(记为 RQEVM 模式)和 Present model 计算出的剪切应力值$\overline{uv}$、$\overline{vw}$和实验结果的比较。图 4 给出了用 RQEVM 模式和 Present model 计算出的剪切应力角 β_τ 与速度梯度角β_g 和实验结果的比较。从图 3 和图 4 可以看出:

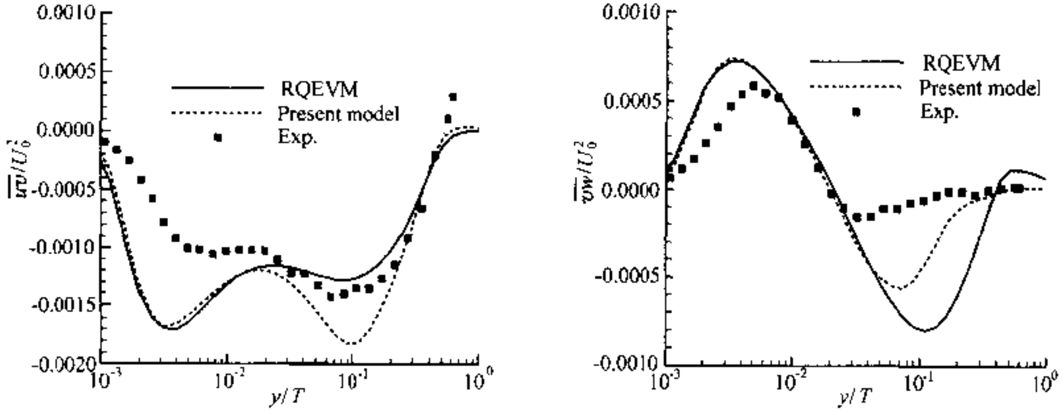


图 3 RQEVM 和 Present model 模式计算出的 S_5 点上剪切应力比较

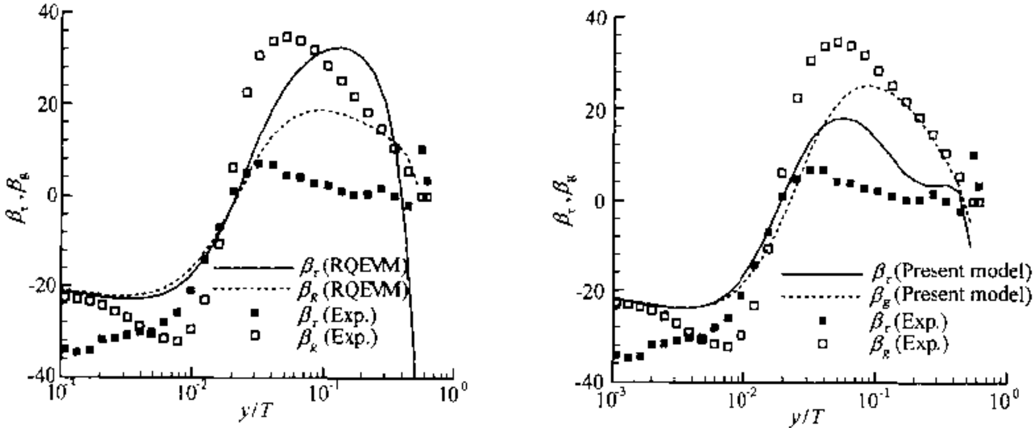


图 4 RQEVM 和 Present model 模式计算出的 S_5 点上剪切应力角、速度梯度角与实测值比较

(1)RQEVM 模式和 Present model 计算出的剪切应力值$\overline{uv}$、$\overline{vw}$都较好地模拟出了雷诺剪切应力的变化趋势,仅在具体数值上有一定偏差。

(2)在 RQEVM 非线性涡粘性模式的计算结果中,虽然出现了边界层内雷诺剪切应力方向与平均速度梯度方向的分离,剪切应力角 β_τ 与速度梯度角β_g 的差别达到了 18°左右,但实验结果显示在该测量点上雷诺切应力方向的发展滞后于速度梯度方向,而计算结果正相反,这从定性上来看是不正确的。采用 Present model 来计算后,边界层内 $0.01 < y/T < 0.5$ 范围内切应力$|\overline{vw}|$的峰值明显下降,和实验结果更为接近,这一改进不仅使得雷诺剪切应力方向与平均速度梯度方向出现了 12°左右的分离,而且切应力方向的发展滞后于速度梯度方向,与实测结果一致。

为进一步验证,图 5 给出了在另一测量点 S_3 处($x = -0.111c$, $z = 0.17c$)用 Present

model 计算出的剪切应力角 β_τ 和速度梯度角 β_g 与实验结果的比较，从图中同样可以看到：雷诺剪切应力方向与平均速度梯度方向出现了分离，切应力方向的发展滞后于速度梯度方向，与实测结果一致。

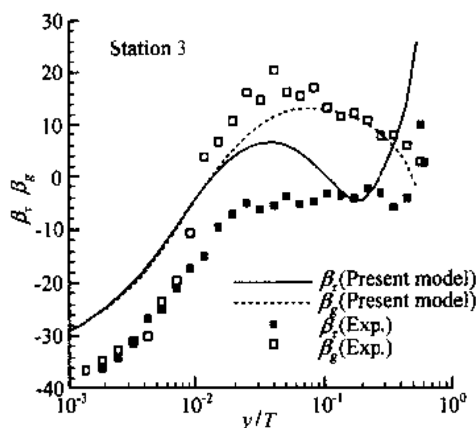


图 5　S_3 点上计算出剪切应力角、速度梯度角与实测值比较

3　初步结论

由以上计算结果可以看出，三维湍流边界层流动是一类很复杂的流动，对湍流模式的研究提出了挑战。为提高雷诺应力模式对这类流动的模拟精度，Rotta 提出了在压力-变形率关联项中考虑边界层流动非均匀性影响的想法。基于此想法，本文从压力-变形率关联项中快速项的基本表达式出发，导出了考虑流动非均匀性影响后的压力-变形率关联项模化形式，并借助张量表示理论化为了一新的显式代数应力模式的形式。该模式的特点是在雷诺应力表达式中引入了速度二阶导数项，能从一定程度上反映出雷诺应力的“松弛”效应。用新导出模式的低雷诺数形式来对典型算例——翼体角隅流动进行计算，结果表明，新模式能较好地再现出三维边界层内切应力方向与平均速度梯度方向不一致，且切应力方向的发展滞后于速度梯度方向发展的现象。

参 考 文 献

1　Schlichting H. Boundary Layer Theory. 7th edition, New York: McGraw-Hill Book Company, 1979

2　Johnston JP, Flack KA. Review—Advances in three-dimensional turbulent boundary layers with emphasis on the wall-layer regions. Journal of Fluids Engineering, 1996, 118: 219～231

3　Bradshaw P, Pontikos NS. Measurements in the turbulent boundary layer on an 'infinite' swept wing. J Fluid Mech, 1985, 159: 105～130

4　Anderson SD, Eaton JK. Reynolds stress development in pressure-driven three-dimensional turbulent boundary layers. J Fluid Mech, 1989, 202: 263～294

5　是勋刚. 湍流. 天津:天津大学出版社,1994

6　Rotta JC. A family of turbulence models for three-dimensional boundary layers. In: Durst F et al. ed. Turbulence Shear Flow I. Berlin: Springer-Verlag, 1979, 267～278

7　Fu S, Launder BE, Tselepidakis DP. Accommodating the effects of high strain rates in modelling the pressure-strain correla-

tion. TFD/87/5, Dept. Mech. Eng., UMIST, 1987

8 Gatski TB, Speziale CG. On explicit algebraic stress models for complex turbulent flows. J Fluid Mech, 1993, 254: 59～78

9 Speziale CG. On nonlinear K-l and K-ε models of turbulence. J Fluid Mech, 1987, 178: 459～475

10 Fleming JL, Simpson RL, Devenport WJ. An experimental investigation of a turbulent wing-body junction and wake flow. Experiments in Fluids, 1993, 14: 366～378

11 符松,郭阳. 无壁面参数低雷诺数非线性涡粘性模式研究. 力学学报,2001,33(2): 145～152

12 Rung T, Thiele F, Fu S. On the realizability of nonlinear stress-strain relationships for Reynolds-stress closures. Flow. Turbulence and Combustion, 1987, 60: 333～359

结构和非结构网格上统一的数值离散方法[①]

蔡庆东

（北京大学湍流与复杂系统研究国家重点实验室，北京　100871）

摘要　基于Taylor展开和最小二乘法在比较一般的情况下建立数值离散方法，并得到更实用的隐式表达式。这种方法在各种网格上具有统一的离散方法，可以直接得到和一个微分算子相对应的矩阵，和传统的差分法，有限元法，有限体积法相比，具有通用性强，程序设计简单的优点。通过几个简单的算例验证方法的有效性，并指出此方法的巨大发展潜力。

关键词　数值离散，Taylor展开，最小二乘法，微分矩阵

引　言

用数值方法求解微分方程的本质是数值导数的计算，对于一个给定的函数，如果我们有办法求得它对各个自变量的导数，那么很容易就可以把此函数满足的微分方程离散为一个代数方程组，从而可以在计算机上求解。

实现这一过程的最直接的方法就是有限差分法，它通过用差商代替微商的方法来近似计算函数的导数，有限元方法和有限体积法则是把求微分的过程转化为求一个体积分或者面积分的过程来实现，谱方法则是把求微分的计算转移到谱空间中进行，总而言之，各种求解微分方程的核心技术，都是如何把某一个微分算子转换为一种离散的形式，而且每种方法通常都是建立在一种特定的网格上，例如差分法通常在结构网格上进行，有限元和有限体积法通常采用非结构三角形网格和四面体网格或者非结构四边形和六面体网格做计算，谱方法则通常在要求更严格的正交矩形网格上计算。

目前广泛使用的差分法都是采用结构化网格，为了适应复杂外形的需要，必须进行坐标变换，在变换的坐标系下，原来直角坐标系下的方程也转化为一种复杂的形式。和有限元及有限体积等可以建立在非结构网格上的数值方法相比，差分法更直接简单一些。在数值方法的建立过程上，结构网格上的差分法和非结构网格上的有限元及有限体积法差别很大，边界条件的处理也很不同。在各种数值方法上，由于边界点的特殊性，通常需要给出特殊的离散方法，一般还需要人为地给出非物理的边界条件，这在具体的处理上有比较大的随意性，需要一定的经验才能处理好。

本文是针对数值方法的一个探索，希望建立结构网格和非结构网格统一的离散原则，并且尽量使得在根据算法编程的过程中，较少地依赖个人的经验，能够用比较简单的方法，采用各种网格计算复杂的流体力学问题。基本的做法是采用常用的Taylor展开和最小二乘法结合，来根据给定的函数分布计算某一点的导数[1,2]，进一步引人局部和整体微分矩阵，建立统一的离散方法，并将其应用到各种问题中去。

---

① 国家自然科学基金资助（10002001）。

1 基本方法

为了建立不同网格上统一的数值方法,必须抓住不同网格的共性。这里考虑各种网格的共同性质是,任意的网格都是包含了若干节点,网格的数据结构就是建立了节点之间的一种联系。即任意给定一个节点,网格的数据结构都是给出了此点的若干个邻点。以二维问题为例,给一个点(x_0,y_0),不论是非结构的三角形网格还是结构性的四边形网格,都可以给出该点的 n 个邻近点:$(x_i,y_i),i=1,2,\cdots,n$。对于结构网格,$n=8$;对于非结构网格,n 在不同的点处可以不同。假设函数值在这些点上的分布为 $u_i,i=1,2,\cdots,n$,建立数值方法的本质就是求(x_0,y_0)点(核心点)的函数的导数 u_x 和 u_y。

1.1 显式计算方法

给定 $n+1$ 个点(x_i,y_i),以及这些点上的函数值 u_i,其中 $i=1,2,\cdots,n$。为了求第 0 点的导数,把其他点的函数值对第 0 点做 Taylor 展开,首先仅考虑线性项,有

$$u_i = u_0 + u_x\Delta x_i + u_y\Delta y_i, \quad i = 1,2,\cdots,n \tag{1}$$

式中 $\Delta x_i=x_i-x_0,\Delta y_i=y_i-y_0$。由于节点上的函数值是已知的,上式可以看做是关于 u_x,u_y 的方程组,未知数只有两个,而方程的个数较多,可以采用最小二乘法解,通常是使

$$Q = \sum_{i=1}^{n} W_i(u_0 + u_x\Delta x_i + u_y\Delta y_i - u_i)^2 \tag{2}$$

式中的 W_i 是权系数。当权系数 $W_i=1$ 时,令 Q 取最小值,得到方程组

$$\begin{cases} b_{11}u_x + b_{12}u_y = h_1 \\ b_{12}u_x + b_{22}u_y = h_2 \end{cases} \tag{3}$$

其中

$$b_{11} = \sum_{i=1}^{n} W_i\Delta x_i^2,\ b_{12} = \sum_{i=1}^{n} W_i\Delta x_i\Delta y_i,\ b_{22} = \sum_{i=1}^{n} W_i\Delta y_i^2$$

$$h_1 = \sum_{i=1}^{n} W_i\Delta x_i(u_i - u_0),\ h_2 = \sum_{i=1}^{n} W_i\Delta y_i(u_i - u_0)$$

从上方程,很容易得到 u_x 和 u_y。为了表达上的方便,引入一些记法,首先是约定求和,通常是重复下标表示求和;进一步约定,在某个下标字母加下划线,表示改变此下标的约定求和属性,原来该求和的不求和,不求和的则求和,例如 $a_{\underline{i}}$ 表示求和,$a_{\underline{i}}b_i$ 表示一个向量,$a_{\underline{i}}b_ic_i$ 表示求和,$a_{\underline{i}}b_{ij}$表示一个矩阵。最后一个实际上就是在矩阵 b_{ij} 的每一行上乘一向量 a_i 的对应分量,称为向量和矩阵的"行乘"运算,用$\underline{:}$表示,即

$$(\boldsymbol{a}\ \underline{:}\boldsymbol{B})_{ij} = a_ib_{ij} \tag{4}$$

进一步,我们引入如下几个 n 维向量

$$\boldsymbol{w} = \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \\ \vdots \\ W_n \end{pmatrix},\quad \Delta\boldsymbol{x} = \begin{pmatrix} \Delta x_1 \\ \Delta x_2 \\ \vdots \\ \Delta x_n \end{pmatrix},\quad \Delta\boldsymbol{y} = \begin{pmatrix} \Delta y_1 \\ \Delta y_2 \\ \vdots \\ \Delta y_n \end{pmatrix},\quad \Delta\boldsymbol{u} = \begin{pmatrix} u_1 - u_0 \\ u_2 - u_0 \\ \vdots \\ u_n - u_0 \end{pmatrix} \tag{5}$$

有了这些表示,方程组(3)中的系数可以写为

$$
\begin{cases}
b_{11} = w \vdots (\Delta x \vdots \Delta x) = W_i \Delta x_i^2 \\
b_{12} = w \vdots (\Delta x \vdots \Delta y) = W_i \Delta x_i \Delta y_i \\
b_{22} = w \vdots (\Delta y \vdots \Delta y) = W_i \Delta y_i^2 \\
h_1 = w \vdots (\Delta x \vdots \Delta u) = W_i \Delta x_i (u_i - u_0) \\
h_2 = w \vdots (\Delta y \vdots \Delta u) = W_i \Delta y_i (u_i - u_0)
\end{cases} \tag{6}
$$

这种计算导数的方法已经见于文献[1, 2],其不足之处是必须给出函数的分布以后,才能显式地计算其导数,没有把整个算法归纳为一种算子形式,可以认为这是一种显式方法。

1.2 隐式计算方法和微分矩阵

为了使上述算法能够有更广的应用,我们把它做一简单的变形,把系数矩阵记为 $\boldsymbol{B}$,另外,再引入一个 $2\times n$ 矩阵 $\boldsymbol{D}$,其元素为

$$
d_{i1} = W_i \Delta x_i, \quad d_{i1} = W_i \Delta y_i, \quad i = 1,2,\cdots,n
$$

引入矢量 $\boldsymbol{p} = (u_x, u_y)^{\mathrm{T}}$,那么,方程组(3)就是

$$
\boldsymbol{B}\boldsymbol{p} = \boldsymbol{D}\Delta\boldsymbol{u} \tag{7}
$$

需要特别注意的是,这里的矩阵 $\boldsymbol{B}$ 和 $\boldsymbol{D}$ 都是仅和网格有关,而和函数 $\boldsymbol{u}$ 无关。于是,当节点分布适当时,矩阵 $\boldsymbol{B}$ 是可逆的,从而有

$$
\boldsymbol{p} = \boldsymbol{B}^{-1}\boldsymbol{D}\Delta\boldsymbol{u} \tag{8}
$$

新得到的矩阵 $\boldsymbol{B}^{-1}\boldsymbol{D}$ 为一 $2\times n$ 矩阵,它也是仅和网格有关。根据式(8)知,给定一个函数分布以后,只要把 $\Delta\boldsymbol{u}$ 和此矩阵相乘,就可以得到第 0 点处的导数,所以,矩阵 $\boldsymbol{B}^{-1}\boldsymbol{D}$ 实质上是一个离散的微分算子。

上述算法可以通过在式(1)中考虑更高阶的项而提高精度,例如,可以展开到二阶项

$$
u_i = u_0 + u_x \Delta x_i + u_y \Delta y_i + u_{xx}\frac{\Delta x_i^2}{2} + u_{xy}\Delta x_i \Delta y_i + u_{yy}\frac{\Delta y_i^2}{2}, \quad i = 1,2,\cdots,n \tag{9}
$$

通过完全同样的过程,仍然可以得到和式(8)同样形式的方程组,不过此时的系数矩阵 $\boldsymbol{B}$ 为 5×5 矩阵,矢量 $\boldsymbol{p} = (u_x, u_y, u_{xx}, u_{xy}, u_{yy})^{\mathrm{T}}$,矩阵 $\boldsymbol{D}$ 为 $5\times n$ 矩阵,矩阵 $\boldsymbol{B}^{-1}\boldsymbol{D}$ 仅和网格有关这一性质不变。

上述基于 Taylor 展开和最小二乘法建立微分离散的过程在这里称为 $\mathrm{T_mL}$ 方法,其中的下标 m 表示 Taylor 展开的精度阶数,基于式(1)建立的方法就是 $\mathrm{T_1L}$,而基于式(9)所建立的方法则称为 $\mathrm{T_2L}$。矩阵 $\boldsymbol{B}^{-1}\boldsymbol{D}$ 还可以略做修改,把 n 维向量 $\Delta\boldsymbol{u}$ 换为 $n+1$ 维向量 $\boldsymbol{u} = (u_0, u_1, \cdots, u_n)^{\mathrm{T}}$,用一个 $2\times(n+1)$ 或者是 $5\times(n+1)$ 矩阵 $\boldsymbol{M}$ 来代替 $\boldsymbol{B}^{-1}\boldsymbol{D}$,有

$$
\boldsymbol{p} = \boldsymbol{M}\boldsymbol{u} \tag{10}
$$

和矩阵 $\boldsymbol{B}^{-1}\boldsymbol{D}$ 相比,矩阵 $\boldsymbol{M}$ 多了一列,其后面的 n 列就是矩阵 $\boldsymbol{B}^{-1}\boldsymbol{D}$,新增加的第一列元素使得每一行的所有元素之和为零。矩阵 $\boldsymbol{M}$ 建立了一点处函数的各阶导数和此点附近的函数值的关系,称 $\boldsymbol{M}$ 为局部微分矩阵,显然,矩阵 $\boldsymbol{M}$ 的每一行,就是计算相应导数时的组合系数。注意到 $\boldsymbol{M}$ 仅和网格有关,所以有了 $\boldsymbol{M}$ 后,可以直接根据方程,方便地建立各种显式格式和隐式格式。

假设已经给定一个网格,总节点数为 N_p,对每个点都有一个局部微分矩阵 $\boldsymbol{M}_i$(有 n_i 列),于是,我们可以用 $\boldsymbol{M}_i$ 的某一行,来合成一个整体的微分矩阵。例如,计算 u_x,则用所有的 $\boldsymbol{M}_i$ 的第一行,所有点处局部微分矩阵的此行合成一个 $N_p\times N_p$ 的矩阵 $\boldsymbol{D}_x$,此矩阵显然是稀疏的,

第 i 行至多有 n_i 个元素非零。类似有其他的导数矩阵 $\boldsymbol{D}_y, \boldsymbol{D}_{xx}, \boldsymbol{D}_{xy}, \boldsymbol{D}_{yy}$ 等。实际计算中,只要给定了网格,这些矩阵就都可以得到。有了这些矩阵,任意一个方程的离散形式都可以直接写出来,以二维不可压缩流动的动量方程为例,仅考虑 x 方向动量方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \tag{11}$$

物理 u, v, p 量分别为两个速度分量以及压力,它们在每个节点上的值 u_i, v_i, p_i 分别构成了向量 $\bar{\boldsymbol{u}}, \bar{\boldsymbol{v}}, \bar{\boldsymbol{p}}$,那么,上式的离散形式就是如下的常微分方程组

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{\boldsymbol{u}}}{\mathrm{d}t} + \tilde{\boldsymbol{u}} \,\underline{:}\, \boldsymbol{D}_x\tilde{\boldsymbol{u}} + \tilde{\boldsymbol{v}} \,\underline{:}\, \boldsymbol{D}_y\tilde{\boldsymbol{u}} = -\boldsymbol{D}_x\tilde{\boldsymbol{p}} + \frac{1}{Re}(\boldsymbol{D}_{xx} + \boldsymbol{D}_{yy})\tilde{\boldsymbol{u}} \tag{12}$$

它和微分方程的对应关系是十分显然的。此方程组可以用任何一种解常微分方程组的方法来求解。

1.3 边界条件的实现

上面给出的离散方法,在边界处也是可行的,只是由于边界处点的特殊分布,核心点不是处在基架点集的中心位置,因此所能达到的精度可能会和内点不一致。边界处可以直接对微分方程做离散这一特性,使得我们不必要施加数值边界条件,例如通常的出流处一阶导数或者二阶导数为零的条件可以不考虑。在边界处需要施加的只是物理上必须强制满足的边界条件,每个条件都应该有明确的物理意义,它们都是在数值离散前的微分方程组中也必须有的边界条件。常见的有直接给定函数值的 Dirichlet 边条件和给定法向导数的 Neumann 边条件,这两种边界条件,都可以通过修正离散后的代数方程组的系数矩阵来实现。

直观上看,这种计算数值微分的方法有如下优点:① 不受网格的限制,各种网格上有统一的离散方法;② 边界点和内点可以统一离散,从而数值边界条件就不需要了,只要施加物理边界条件就可以了,这样,微分方程和离散后的代数方程可以完全对应;③ 二阶导数 u_{xy} 和 u_{yx} 有唯一的值,而在各种差分法中,二者是不同的;④ 对网格的要求降低,网格拓扑上的局部错误(大规模非结构网格中经常出现)对结果及其精度不会有大影响,而且也不需要坐标变换;⑤ 由于邻近点数目的增加,处理高维问题遇到的困难会少些,我们甚至可以用这种方法求解直观上难以想象的四维问题,例如四维 Laplace 方程。

2 算例

本文主要是提出一种数值微分的计算方法,可以应用到任意的网格中,可以和各种具体的数值方法相结合,这里针对几种相对简单的情况给出一些验证。

2.1 精度检验

首先我们直接采用式(8)来计算给定函数在一点的导数,选择一个光滑性比较好的函数,在矩形网格上采用两种不同的步长计算导数,并和中心差分法的计算结果比较,这里直接给出最后得到的精度阶数的结果(见表 1)。

表 1 精度阶数结果

	u_x	u_y	u_{xx}	u_{xy}	u_{yy}
当前计算	1.9743	1.9815	1 9762	1.9837	1.9887
中心差分	1.9994	1.9862	2.0365	1.9838	1.9912

从以上结果可以看出,此计算结果和中心差分格式是相当的,都可以认为具有二阶精度。

2.2 二维 Poisson 方程

如前所述,当网格给定以后,就可以得到整体微分矩阵。此时,如果离散的方程是线性微分方程,那么可以直接写出最终离散的代数方程组。以 Poisson 方程为例,其离散形式为

$$\boldsymbol{A}\tilde{\boldsymbol{u}} = \tilde{\boldsymbol{r}}, \quad \boldsymbol{A} = \boldsymbol{D}_{xx} + \boldsymbol{D}_{yy} \tag{13}$$

边界条件则通过对矩阵 $\boldsymbol{A}$ 和右端项 $\tilde{\boldsymbol{r}}$ 的修改来实现,以 Direchlet 边界条件为例,如果第 i 个点处给定函数值 u_i^b,那么,把 $\boldsymbol{A}$ 的第 i 行仅保留对角线元素为 1,其他元素都是 0,再令 $r_i = u_i^b$ 就可以了。在一个二维区域内,考虑一个有精确解的问题,方程和精确解为

$$u_{xx} + u_{yy} = -\sin x - \sin y, \quad u(x,y) = \sin x + \sin y \tag{14}$$

在所有的边界上给定精确解,然后解方程组(13)来得到内部点的值。图 1 上图为网格和等值线图,在数值上和精确解比较,最大模误差是 10^{-4} 量级,从此图形上看,精确解和数值解是完全重合的。在同一个区域上,用流函数来解一个势流问题,此时的出口边界条件提的是流函数的二阶导数为零,图 1 下图给出的是流线图,出口边界处非常光滑地流出。

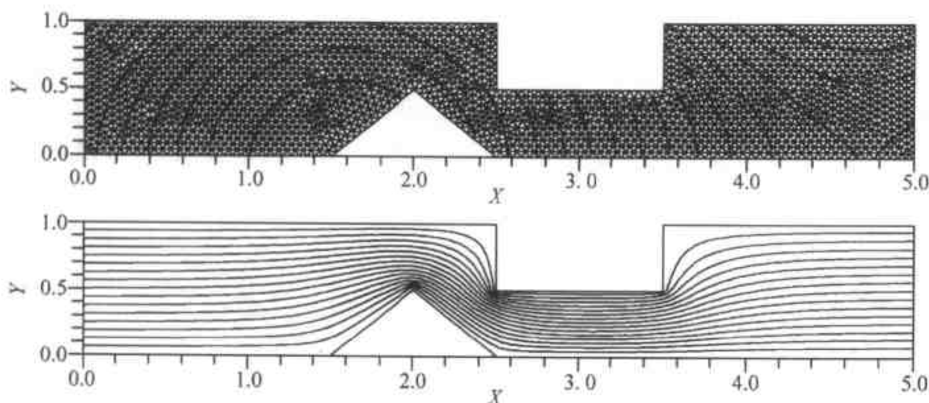


图 1 Poisson 方程的求解

2.3 三维势流问题

这里在一个三维椭圆环内解一个势流问题,在椭圆环的每个截面上,生成三角形网格,然后沿周向移动,得到三维三棱柱网格。通过计算一个点的所用邻近点,可以用本文的方法在这种网格上建立微分矩阵。以三维速度势 φ 为基本未知量,在环的边界上提法向速度为零的条件,即 $\partial\varphi/\partial n = 0$,另外,为了使得 φ 唯一确定,指定 φ 在第一个点上的值为零,在周向是周期的。此时的计算结果如图 2 所示,左图为圆环表面的势函数等值线,虽然指定了一个点的 φ 值,但从整体看,φ 具有很好的光滑性,右图为表面点上的速度矢量,环内部的速度比外部要大,和周向方向一致,说明这里的边界条件提法是十分有效的。

2.4 二维涡量流函数方程

把这里的离散方法应用于二维涡量流函数方程,计算过程和文献[3]是一样的,只是数值离散方法、边界条件处理方法不同,这里都是借用微分矩阵来处理的。当有了微分矩阵以后,我们可以直接写出离散后的涡量流函数方程

$$
\begin{cases}
\dfrac{\mathrm{d}\tilde{\omega}}{\mathrm{d}t} = \upsilon(\boldsymbol{D}_{xx} + \boldsymbol{D}_{yy})\tilde{\omega} - \tilde{\boldsymbol{u}} : \boldsymbol{D}_x\tilde{\omega} - \tilde{\boldsymbol{v}} : \boldsymbol{D}_y\tilde{\omega} \\
(\boldsymbol{D}_{xx} + \boldsymbol{D}_{yy})\tilde{\boldsymbol{\Psi}} = - \tilde{\omega} \\
\tilde{\boldsymbol{u}} = \boldsymbol{D}_y\tilde{\boldsymbol{\Psi}}, \tilde{\boldsymbol{v}} = - \boldsymbol{D}_x\tilde{\boldsymbol{\Psi}}
\end{cases}
\tag{15}
$$

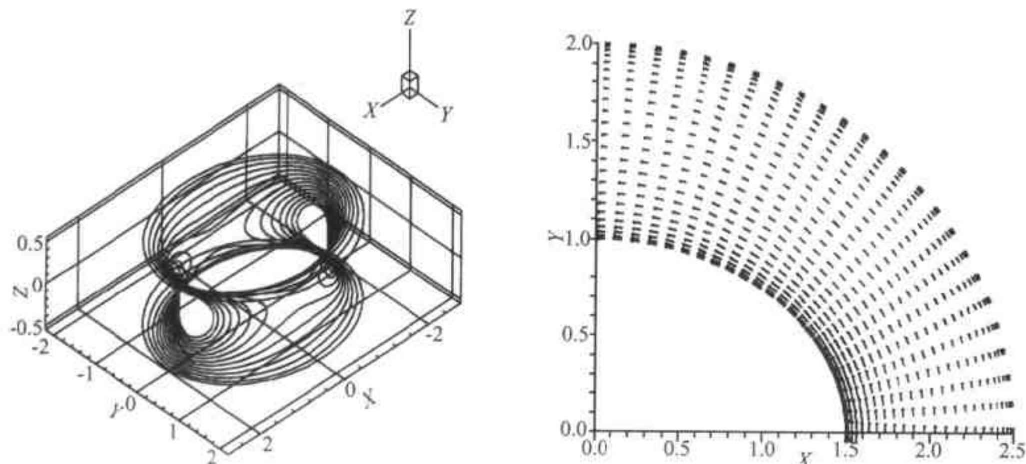


图 2 椭圆环内势流解的速度势等值线和速度场

壁面上利用区域内部的流函数以及壁面粘附条件来做壁面涡量修正,出口提平滑出流条件。给定初始涡量分布后,用四阶 Runge-Kutta 法解上常微分方程组。图 3 是采用三角形网格,计算二维后台阶流动问题,上下板距离为 1,台阶高度为 0.5,台阶上游的入口段取长度 5,下游长度为 15,入口处给抛物线速度分布,平均速度为 2。图中所示的是在两个不同 Reynolds 数下的等涡量线图和流线图,由于区域较长,仅绘制台阶附近的一部分,此计算结果和经典的计算结果对比,在流场结构、尾涡长度等方面都是一致的[4]。

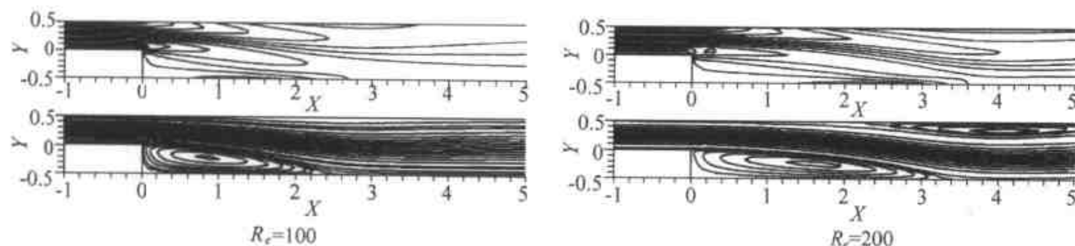


图 3 椭圆环内势流解的速度势等值线和速度场

3 结论及展望

对任意给定的网格,可以唯一定出依赖于此网格的微分矩阵,有了微分矩阵,任意微分方程的离散形式都可以直接写出来。本文基于 Taylor 展开和最小二乘法,给出了任意网格上建立微分矩阵的 $\mathrm{T_mL}$ 方法,从而也就建立了在任意网格上统一的计算方法,初步的计算表明了这种方法是可靠的。从理论上看,由于微分矩阵和微分算子有明确的对应关系,从而基于这种框架的数值算法简单明了,而且基于矩阵也更容易进行理论上的各种分析。另外,本文建立微分矩阵的方法适用于边界点,所以边界点可以直接参与离散,而不需要特殊处理。这样,许多

内插性的边界条件可以自动满足，只需要施加强制的边界条件就可以了。对于线性微分方程，通过微分矩阵可以把离散后的代数方程组直接写出来，各种强制边界条件可以直接通过对系数矩阵和方程右端项的修正来实现，非常方便。还有一个不可比拟的优点，那就是即使采用的是贴体坐标，也不需要做任何的坐标变换。这些优点，将使得此方法逐步应用到各种数值计算领域中。

本文的方法目前只进行了初步的计算，在进一步的工作中，将做更多的关于不可压缩流动的计算，另外，关于方法的理论还需要进一步完善，需要分析在什么情况下，能够得到较高精度的结果。

参考文献

1 Balakrishann N, Deshpande SM. Reconstruction on unstructured meshes with upwind solvers. Proc of the First Asian CFD Conference, 1995-1-16～19, HongKong, 1995

2 Luo D, Joseph DB, Lhner R. A comparison of reconstruction schemes for compressible flows on unstructured grids. Proc of the First Asian CFD Conference, 1995-1-16～19, HongKong, 1995

3 Weinan E, Liu JG. Vorticity Boundary Condition and Related Issues for Finite Difference Schemes. J Comp Phys, 1996, 124: 368～382

4 Kim J, Moin P. Application of a fractional—step method to incompressible Navier-Stokes equations. J Comp Phys, 1985, 59: 308～323

结构和非结构混合网格高分辨率有限体积格式[①]

张来平　杨永健　张涵信

（中国空气动力研究与发展中心，四川绵阳　621000）

摘要　通过对限制器函数的比较研究，建立了基于任意网格单元的高分辨率有限体积格式。典型无粘流场和复杂粘性分离流场的比较计算表明该方法具有良好的精度。

关键词　非结构网格，混合网格，高分辨率数值方法

引　言

由于计算流体力学（CFD）计算外形的日益复杂化，CFD 工作者提出了各种各样的复杂外形网格生成方法，如多块对接网格，重叠网格和非结构网格等等。上述各种方法都已成功地应用于实际外形的计算，并取得了较大的成功；但是仍各有其自身的不足[1]。因此，结合结构网格和非结构网格优点的混合网格技术越来越受到 CFD 工作者的关注[2~6]。混合网格技术将是未来网格生成技术发展的趋势。

用混合网格离散三维复杂外形，将涉及到多种形状不同的网格单元，如六面体、四面体、三棱柱乃至"金字塔"型单元等等。长期以来，CFD 工作者多侧重于结构网格差分法的研究，相继建立了许多高分辨率差分格式，如 NND、TVD、ENN、ENO、WENO 等等。这些差分格式在结构网格上都取得了良好的结果。但是，基于非结构体系的混合网格上的数值计算方法的研究远没有结构网格差分法成熟，如何将结构网格差分法的构造思想引入混合网格的计算，仍是一个需要深入研究的领域。

本文通过对限制器函数的比较研究，建立了基于任意网格单元的高分辨率有限体积格式。通过对典型无粘流场和复杂粘性分离流场的比较计算，证明该方法具有良好的精度。上述方法被成功应用于双椭球和类 Hermes 航天飞机的粘性绕流计算，取得了较好的结果。

1　数值计算方法

三维 N-S 方程可以写成如下的无量纲形式

$$\frac{\partial U}{\partial t}+\frac{\partial(E-E_v)}{\partial x}+\frac{\partial(F-F_v)}{\partial y}+\frac{\partial(G-G_v)}{\partial z}=0 \tag{1}$$

式中 U 为守恒变量，E,F,G 为无粘通量；E_v,F_v,G_v 为粘性通量。

① 国家自然科学基金资助项目。

对式(1)在控制单元内进行积分可以得到

$$V\frac{\Delta U}{\Delta t}=\oint\!\!\int \boldsymbol{n}\cdot(\boldsymbol{H}_v-\boldsymbol{H})\mathrm{d}s=\sum_{k=1}^{N}(\boldsymbol{H}_v-\boldsymbol{H})_k\cdot\boldsymbol{S}_k \tag{2}$$

式中 V 为单元体积,$\boldsymbol{n}$ 为单元表面外法向,N 为单元的表面总数($k=1,2,\cdots,N$),$\boldsymbol{S}_k$ 为 k 表面的面积,$\boldsymbol{H}$ 和 $\boldsymbol{H}_v$ 分别为表面法向无粘和粘性通量。

对于无粘通量进行分裂(这里采用 Van-Leer 分裂方法)

$$\boldsymbol{H}_k=\boldsymbol{H}_k^{+}+\boldsymbol{H}_k=\boldsymbol{H}_k^{+}(U_L)+\boldsymbol{H}_k^{-}(U_R) \tag{3}$$

式中

$$\begin{aligned}U_L&=U_i+\phi_i(\nabla\ \boldsymbol{U})_i\cdot\Delta\boldsymbol{r}_i\\U_R&=U_j+\phi_j(\nabla\ \boldsymbol{U})_j\cdot\Delta\boldsymbol{r}_j\end{aligned} \tag{4}$$

上式中各物理量的定义见图 1,其中 $\nabla\ \boldsymbol{U}$ 为守恒变量的梯度,而 ϕ_i 和 ϕ_j 为左右两侧的限制系数($0<\phi<1$)。关于限制器我们将在下面详细讨论。

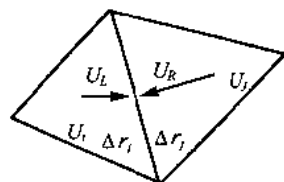


图 1　各符号的物理意义

对于粘性通量采用中心格式,即

$$\boldsymbol{H}_v=\boldsymbol{H}_v\left(\frac{U_i+U_j}{2},\frac{(\nabla\ U)_i+(\nabla\ U)_j}{2}\right) \tag{5}$$

对式(2)作隐式处理可以得到如下的形式

$$\frac{V}{\Delta t}\delta U_i^{m+1}=RHS_i^m+\left(\frac{\partial RHS}{\partial U}\right)_i^m\cdot\delta U_i^{m+1} \tag{6}$$

上式可进一步写为

$$\frac{V}{\Delta t}\delta U_i^{m+1}=RHS_i^m-\sum_{j=1}^{N}\{A_i^{+}(U_i)\cdot S_n\delta U_i^{m+1}+A_n^{-}(U_j)\cdot S_n\delta U_j^{m+1}\} \tag{7}$$

式中 A 为 Jacobian 矩阵,并进一步整理为

$$\left[\frac{V}{\Delta t}+\sum_{j=1}^{N}A_i^{+}(U_i)\cdot S_n\right]\delta U_i^{m+1}=RHS_i^m-\sum_{j=1}^{N}\{A_n^{-}(U_j)\cdot S_n\delta U_j^{m+1}\} \tag{8}$$

采用最大特征值分裂 A,则上式可简化为

$$\begin{aligned}&\left[\frac{V}{\Delta t}+\frac{1}{2}\sum_{j=1}^{N}\lambda_{\max}\mid S_n\mid\right]\delta U_i^{m+1}=C\delta U_i^{m+1}=\\&RHS_i^m-\sum_{j=1}^{N}\{A_n^{-}(U_j)\cdot S_n\delta U_j^{m+1}\}\end{aligned} \tag{9}$$

对上式可以采用迭代方法求解,如 Jacobian 迭代、Gauss-Siedel 迭代等等。

在以往的无粘计算中,我们曾采用如下的限制器(以下称限制器 Ⅰ)

$$\phi_i=\min(\phi_{ij}),j=1,\cdots,N;N\ \text{为单元}\ i\ \text{周围的单元}\ j\ \text{的总数}$$

$$\phi_{ij}=\begin{cases}\min(1.0,\bar{\phi}_{ij}) & \text{如果}\ \bar{\phi}_{ij}>0.0\\0.0 & \text{如果}\ \bar{\phi}_{ij}<0.0\end{cases}\qquad \bar{\phi}_{ij}=\left(\frac{(U_R-U_L)/2}{(\nabla\ \boldsymbol{U})_i\cdot\Delta\boldsymbol{r}_i}\right) \tag{10}$$

限制器 Ⅰ 计算简单,且计算结果没有波动。但是其限制量过大,使整个格式的精度较低。因此在求解粘性流场时,仅能捕捉到一次分离,而且分离区明显偏小。为此我们试用了 Barth-Jespersen 的限制器[7]

$$\phi_i=\min(\phi_{ij}),j=1,\cdots,N;N\ \text{为单元}\ i\ \text{周围的单元}\ j\ \text{的总数}$$

$$\phi_{ij} = \begin{cases} \min\left(1.0, \dfrac{U_i^{\max} - U_i}{U_s - U_i}\right) & \text{如果 } U_s - U_i > 0.0 \\ \min\left(1.0, \dfrac{U_i^{\min} - U_i}{U_s - U_i}\right) & \text{如果 } U_s - U_i < 0.0 \\ 1.0 & \text{如果 } U_s - U_i = 0.0 \end{cases} \tag{11}$$

$$U_s = U_i + (\nabla U)_i \cdot \Delta \boldsymbol{r}_i$$

$$U_i^{\max} = \max(U_i, U_j) \quad U_i^{\min} = \min(U_i, U_j) \quad j = 1, \cdots, N$$

这一限制器已被成功应用于 Cell-Vertex 型的有限体积格式,并取得了较好的结果。但对于 Cell-Centered 型的格式,直接用上述限制器替换限制器Ⅰ,尽管我们可以捕捉到清晰的分离流场,但是它在激波附近却会引起较大的波动。为了抑制波动,需对上述限制器做适当的修正。具体方法为:先用上述方法求出所有单元的限制系数,然后在求单元边界的通量时,再次选取边界左右两边单元的限制系数的最小值,即:$\phi_s = \min(\phi_{le}, \phi_{re})$。由此我们构造了一个新限制器(以下称限制器Ⅱ)。

限制器Ⅱ的精度较之限制器Ⅰ有较大的提高。以双 Mach 反射这一典型算例为例:图 2(a)显示了利用限制器Ⅰ计算所得的等密度线,虽然该限制器给出了双 Mach 反射的基本结构,但三波点处的接触间断分辨得不够清晰。在同样的网格下,改用限制器Ⅱ后,三波点附近的接触间断捕捉得非常清楚(图 2(b)、(c))。

作为粘性计算的比较算例,我们计算了某多段翼型的低马赫数粘性绕流。控制方程取层流 N-S 方程,当 $Ma_\infty = 0.201$、$\alpha = 14.25°$时,利用限制器Ⅰ,计算给出了如图 3(a)所示的等 Mach 线和流线。由于该限制器的精度较低,由此带来较大的耗散,因此流场几乎没有分离涡,计算得到一个定常流态。但是改用限制器Ⅱ以后,流场的结构发生了急剧的变化,在主翼段和副翼的背风区出现了大面积的分离,而且分离涡是一个非定常的脱落过程,整个流场无法收敛到一个定态解。图 3(b)~(d)显示了利用限制器Ⅱ计算所得的三个时刻的等 Mach 线和流线,可以清楚地看到这一非定常过程。由于计算的控制方程为层流 N-S 方程,没有考虑湍流,而湍流在低速流动中的作用不可忽略,因此我们无法得到实际物理流动的附着流解;但是,高精度的限制器却提高了我们对层流 N-S 方程的求解精度。

2 应用

利用上述数值计算方法,我们求解了双椭球外形的高超声速绕流问题。图 4(a)为计算所用的混合网格。物面附近为有一定压缩比的三棱柱网格,外场为多层次的矩形网格,中间过渡层为四面体网格。来流条件为:$Ma_\infty = 8.0$, $\alpha = 20.0°$, $T_\infty = 65.3\text{K}$, $Re = 2.6 \times 10^6$,物面边界为等温壁 $T_w = 300.0\text{K}$。图 4(b)为等温度线,可以看到本文的方法捕捉到清晰的激波结构和物面的边界层效应。流场分离形态是粘性计算主要关心的问题之一,为此我们给出了双椭球的物面流线(图 5(a)),可以清楚地看到主分离和二次分离流态。但如果采用限制器Ⅰ,我们仅能得到主分离流态的计算结果[8]。图 6(a)为双椭球在迎风和背风子午线上的压力分布比较结果,图 6(b)为 $x = 170.0/215.0$ 横截面上的压力分布,可以看到二者结果相当一致。

其次我们数值模拟了更为复杂的类 Hermes 航天飞机外形的高超声速粘性绕流。图 7 为计算网格。从翼身结合部和翼尖的网格放大图中,我们可以看到其网格的拓扑结构与双椭球

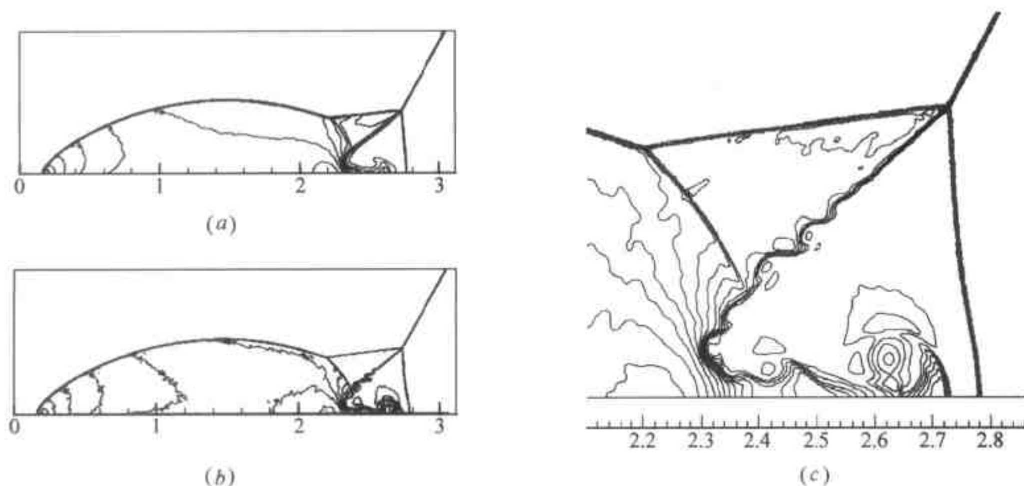


图 2　双 Mach 发射等密度线(限制器Ⅰ,(*a*));(限制器Ⅱ,(*b*))

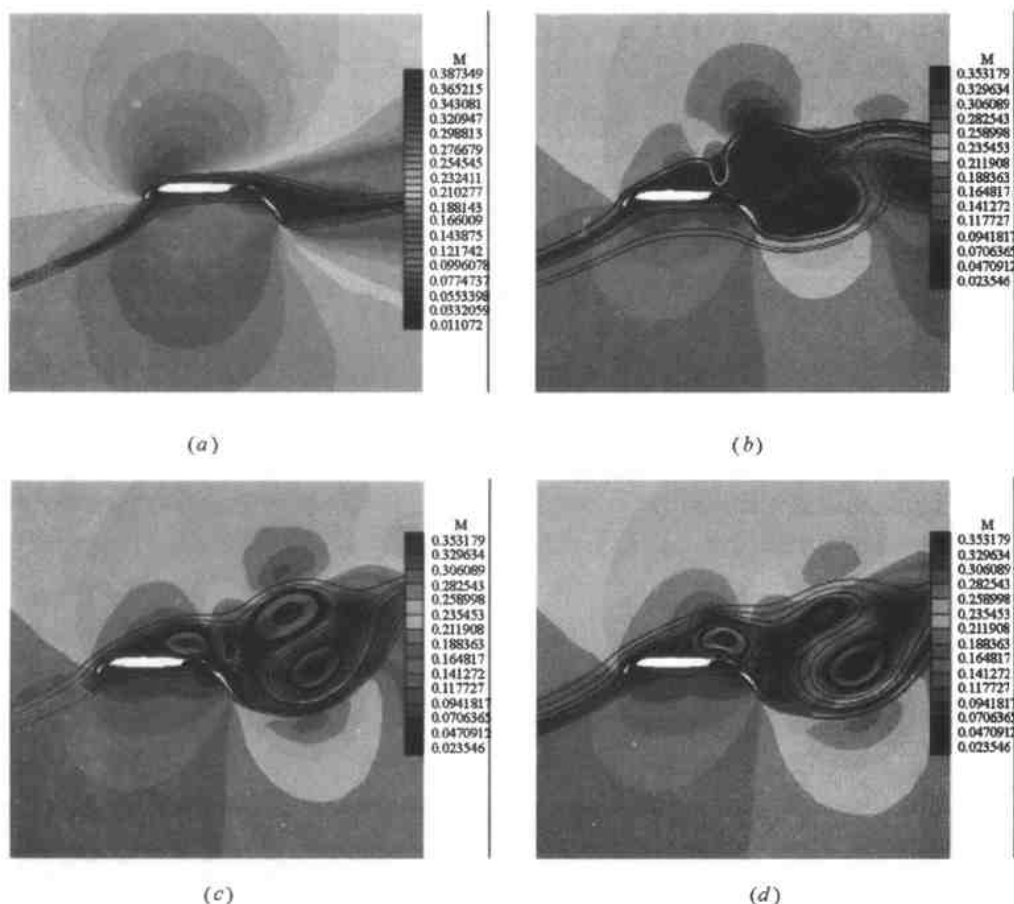


图 3　多段翼型绕流等 Mach 线和流线(限制器Ⅰ),(*a*);翼型绕流计算结果(限制器Ⅱ,时间 1),(*b*));翼型绕流计算结果(限制器Ⅱ,时间 2,(*c*))和翼型绕流计算结果(限制器Ⅱ,时间 3,(*d*))

的相同。来流条件为 $Ma_\infty = 8.0$,迎角 $\alpha = 20.0°$,$T_\infty = 63.8\text{K}$,以头部半径为参考长度的雷诺数 $Re = 4 \times 10^5$,物面边界为等温壁 $T_w = 300.0\text{K}$。图 8(*a*)为计算得到的等密度图,图 8(*b*)为等马赫数图。图 9 为物面及出口截面上的截面流线,可以看到背风区出现大面积的分离,除存

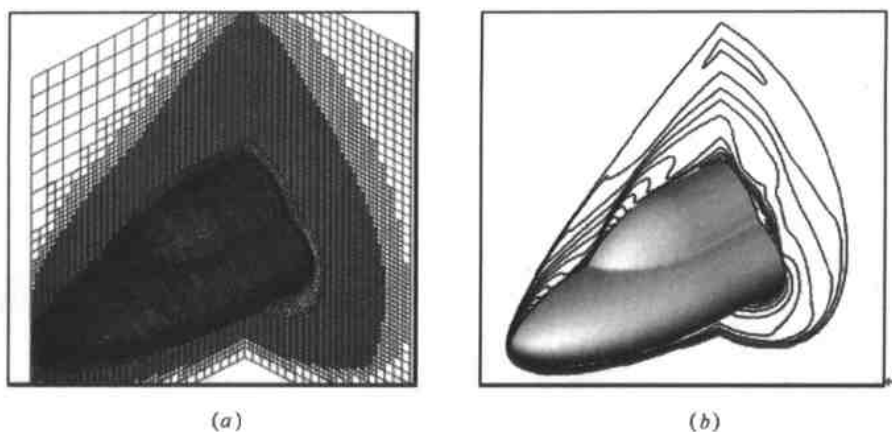

(a) (b)

图 4　双椭球混合网格(a)和双椭球超声速绕流等温度线(b)

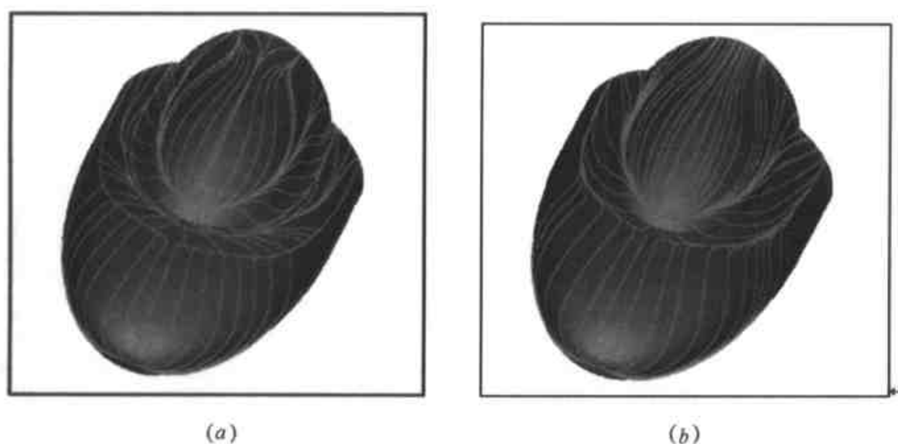
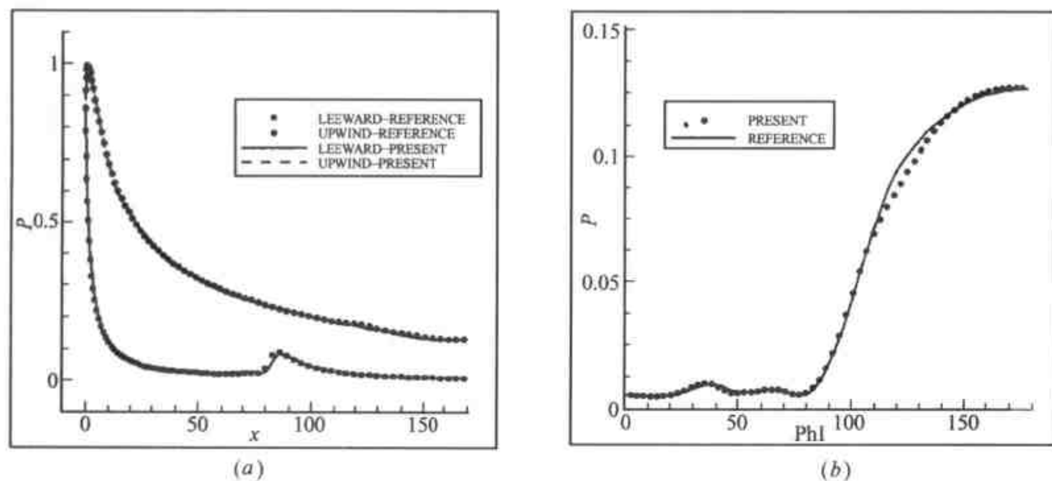

(a) (b)

图 5　物面流线(限制器Ⅱ,(a))和物面流线(限制器Ⅰ,(b))



(a) (b)

图 6　迎风和背风子午线上的压力分布(a)
和 $x = 170.0/215.0$ 截面上的压力分布(b)

在横向分离外，还出现了流向分离，而且伴有复杂的二次分离的产生。图 10 为对称面和 $x=180/290$ 截面上的压力分布，通过与差分法计算结果[8]的比较，我们可以看到，二者结果相当一致。

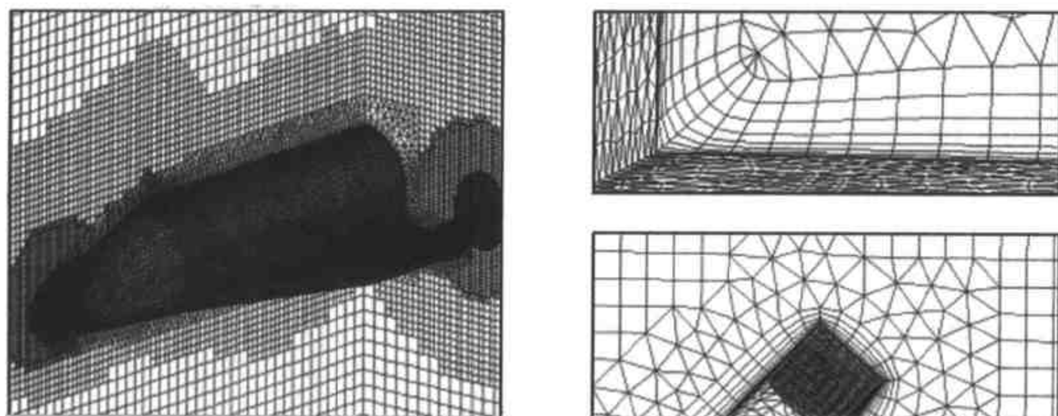


图 7　Hermes 航天飞机的粘性混合网格

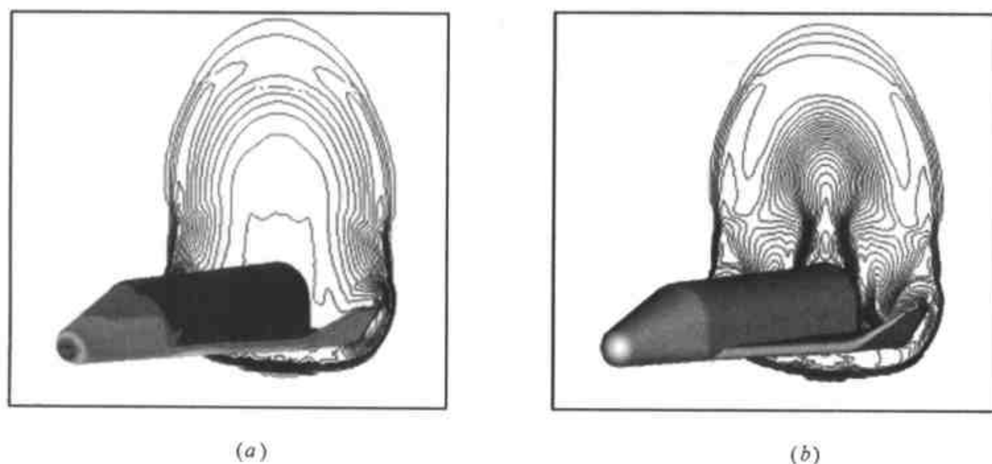


图 8　等密度线(a)和等马赫数线(b)

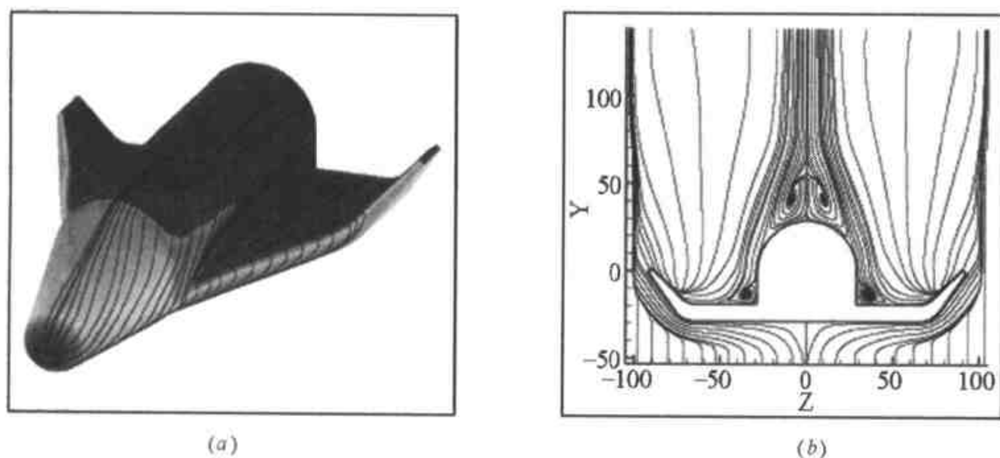


图 9　流物面流线图(a)和出口截面流线(b)

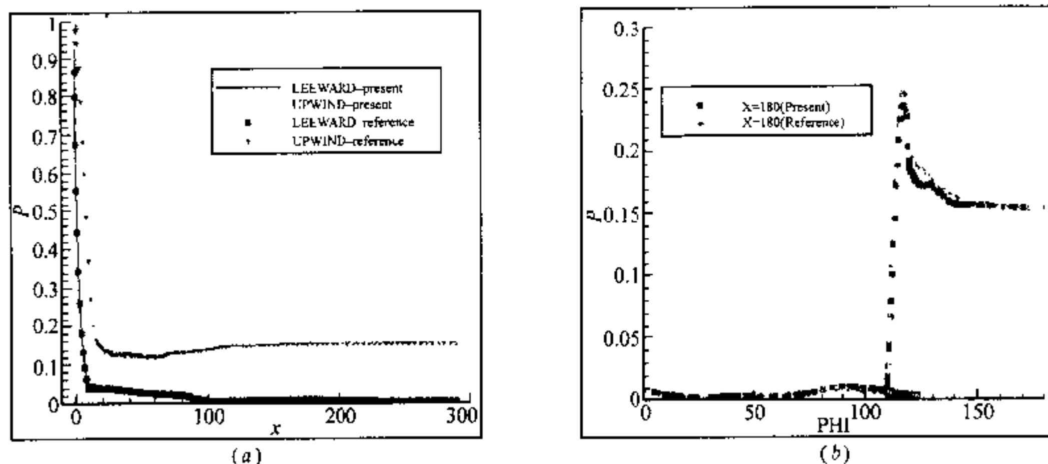


图 10 对称面上的压力分布(a)和截面上的物面压力分布(b)

3 结论

本文通过分析限制器精度对流场计算结果的影响,建立了一种高分辨率的有限体积格式。数值计算的结果表明,该算法具有较好的精度,并且能较好地抑制激波附近的波动。该方法被成功应用于各种复杂外形超声速绕流的计算,得到了令人满意的结果,表明本方法具有广阔的应用前景。

参考文献

1 张来平. 非结构网格、矩形/非结构混合网格复杂无粘流场的数值模拟. 中国空气动力研究与发展中心研究生部[博士学位论文]. 1996

2 Chan WH, Buning PG. Zipper grids for force and moment computation on overset grids. AIAA 95-1681, 1995

3 Parthasarathy V, Kallinderis Y, Nakajima K. Hybrid adaption method and directional viscous multigrid with Prismatic-Tetrahedral meshes. AIAA 95-0670, 1995

4 Zhang LP, Zhang HX, Gao SC. A Cartesian/ Unstructured hybrid grid solver and its applications to 2D/3D complex inviscid flow fields. The 7th International Symposium on CFD, Beijing, China, 1997, 9: 347~352

5 Zhang LP, Guo CH, Zhang HX, et al. Numerical simulations of 3D inviscid/ viscous flow fields on Cartesian/unstructured/ prismatic hybrid grids (Special Lectures). The 4th Asian Computational Fluid Dynamics Conference, Sep. 2000, Mianyang, China, 93~101

6 张来平, 杨永健, 张涵信, 高树椿. 用混合网格数值模拟机动弹复杂流场. 第十届全国计算流体力学会议论文集(大会邀请报告). 2000.9,1~6

7 Barth TJ, Jespersen D. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes. In 27th AIAA Aerospace Sciences Meeting. AIAA 89-0366

8 黎作武, 贺国宏. 天地往返运输系统计算软件系统. 中国国防科学技术报告, 中国空气动力研究与发展中心, 1998

从超声速卡门涡街
到非定常复杂流场试验研究

唐敏中

(中国航空工业空气动力研究院,哈尔滨 150001)

摘要 回顾作者20世纪80年代以来从事的空气动力学和风洞试验研究的部分成果,主要包括超声速卡门涡街的试验研究,圆柱体表面压力分布测量,飞机模型流场LDV测量,航天飞机模型ELAC高低速流场测量,大迎角动态气动特性试验研究,振动鸭翼复杂流场测量,机翼滚摆试验研究和PIV非定常速度场测量,滚摆抑制机理研究和俯仰-滚摆耦合试验研究。本文对试验结果作概要的说明和分析。

关键词 超声速卡门涡街,流动显示,涡流场

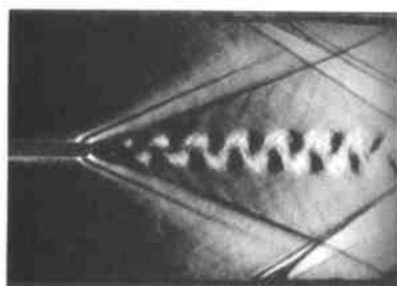
引 言

在自然界和工程中可以经常观察到涡流运动[1]。特别对于航空航天飞行器,涡流及其相互作用对飞行器的气动特性产生重要影响,因此研究涡流运动成为复杂流动机理和飞行器气动特性研究中的永恒主题。对于涡流运动的研究,除近期发展的数值模拟研究外,主要采用流动显示和气动力测量等风洞试验研究。本文给出从20世纪80年代初由作者完成的超声速卡门涡街试验结果,圆柱体表面脉动压力测量,飞机模型流场LDV测量,航天飞机模型ELAC高低速流场测量,飞机和三角翼模型大迎角动态气动特性试验研究,振动鸭翼复杂流场测量,机翼滚摆试验研究和PIV非定常速度场测量,滚摆抑制机理研究和俯仰-滚摆耦合试验研究结果。

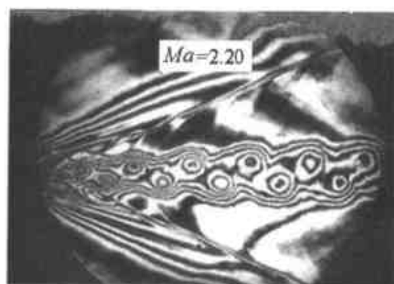
作者1965年毕业于中国科学技术大学近代力学系空气动力学专业,钱学森是系主任和老师。1981—1984年作者在联邦德国亚琛工业大学空气动力研究所(第一任所长为钱学森的导师Von Kármán)进修并获工学博士学位。作者愿把本文作为钱学森老师九十华诞的献礼。

1 超声速卡门涡街试验研究

在国际上首次对超声速卡门涡街进行了试验研究。图1给出一粗糙平板在超声速气流($Ma=2.2$)中典型卡门涡街的纹影和干涉照片,研究了产生超声速卡门涡街的边界条件和超声速卡门涡街与斜激波的相互作用。用LDV测量超声速卡门涡街中速度和速度扰动,用与高速相机相连的Mach-Zehnder干涉仪测量密度和密度扰动,用光电倍增管测量涡分离频率。超声速卡门涡街与斜激波相互作用的干涉照片示于图2,每帧照片间的时间间隔为$\Delta t=8\mu s$。结果表明[2~4],无干扰的超声速卡门涡街中Strouhal数$S_{tr}=0.22$,速度和密度扰动最大值位于



纹影图



干涉图

图 1 超声速卡门涡街($Ma=2.20$)

涡列轴上,而扰动最小值则位于涡街轴上($y=0$),扰动频率是涡分离频率的 2 倍。卡门涡街通过一斜激波后同样偏转半尖劈角,涡的分离频率不变,激波后的速度扰动相关量和 Reynolds 剪切应力比波前明显增加。斜激波通过卡门涡街之后发生变形,由于涡街中的涡周期性地穿越斜激波,这种波状变形也是周期性的并沿着斜激波向下游传播。





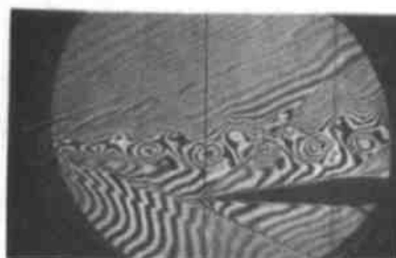




图 2 超声速卡门涡街与斜激波的相互作用($Ma=2.20, \Delta t=8\mu s$)

2 低速圆柱体表面脉动压力测量

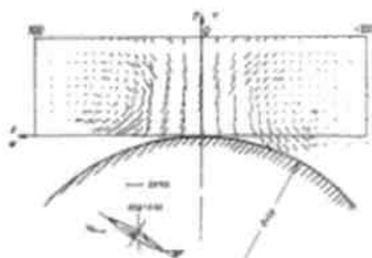
圆柱体或平板等二维绕流物体在一定雷诺数范围内,在其尾流中形成卡门涡街。为进一步研究卡门涡街的生成与圆柱体表面边界层分离及分离点移动之间的关系,以及圆柱体表面脉动压力频率与涡街中涡的脱落频率之间的关系,采用 PVF2 压电薄膜传感器在低速风洞中测量直径为 208mm 的圆柱体在不同风速下表面动态压力。该传感器薄膜厚度为 46μm,平面尺寸为 3mm×11mm。用 SD375 动态分析仪对传感器输出信号进行频域和时域分析,测量结果表明[5],圆柱体表面脉动压力频率等于卡门涡街中涡脱落频率,在后驻点处的脉动压力频率为 2 倍涡脱落频率;边界层分离点处脉动压力值最大,并由此测出分离点位置为 $\theta=75°$。该结果为国内首次。

3 YF-16 飞机模型和椭球体模型尾流场的 LDV 测量

激光测速仪(LDV)是一种无接触式流场诊断技术。从美国 TSI 公司引进的 TSI 9100-7 激光测速仪于 1985 年即用于低速风洞中模型速度场测量,并将双光束二分量的 TSI9100-7 激光测速仪改造为可测三个速度分量五光束激光测速仪[6,7],用于双三角翼模型速度场测量。图 3 为激光测速仪在 FL-5 风洞中测量椭球体模型和 YF-16 飞机模型绕流场的照片。双三角翼模型流场的 LDV 测量结果表明,在机翼上方存在两个旋转方向相同的集中涡,两涡之间存在一个速度值较小的"滞止区"。靠近翼面附近由于两个集中涡的诱导作用产生较大的展向速度。LDV 测量结果与流动显示和七孔探针扫描流动显示结果相符合。



椭球体模型



椭球体模型速度矢量场



YF-16 飞机模型



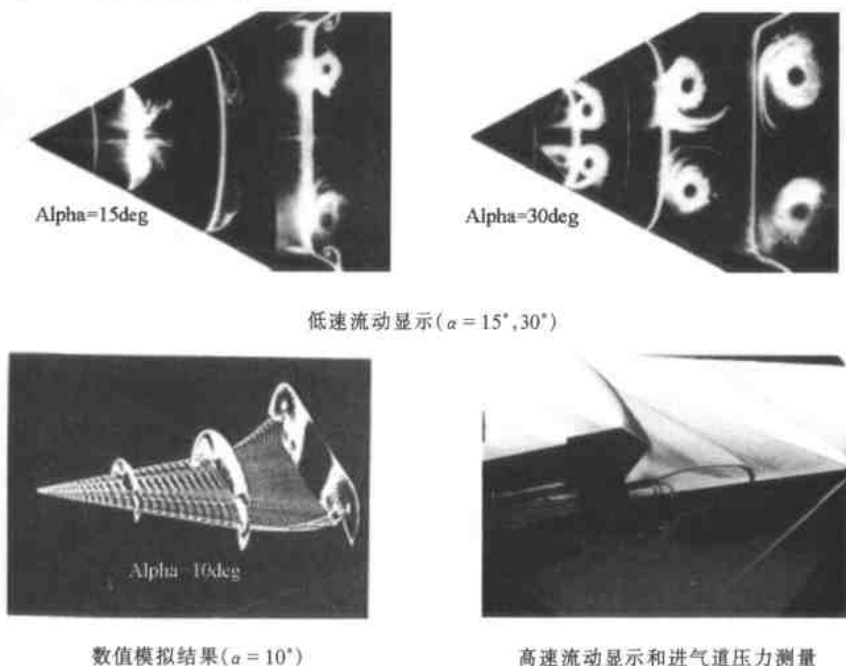
五光束三分量 LDV 测量

图 3 低速风洞中模型绕流场的 LDV 测量

4 航天飞机模型 ELAC-1 流动显示试验研究

作为欧洲航天计划 HERMES 的一部分,二级飞船模型 ELAC-1 在低速风洞中进行了流动显示和高速风洞中流动显示及模型带进气道喷流时的进气道内侧压力分布测量。流动显示结果与数值模拟结果进行比较。ELAC-1 模型平面形状为后掠角 75°的三角翼,后缘翼尖上翘 65°,形成倾侧双立尾。模型前体剖面形状是上下表面分别为长短轴比 4∶1 和 6∶1 的椭圆,因此三角翼的前缘不是尖锐的。低速流动显示及其数值模拟结果和高速($Ma = 2.0$)模型带通气进气道的流动显示示于图 4。结果表明[8],带圆弧前缘的 ELAC 三角翼形状模型比尖前缘平板三角翼推迟前缘涡的破碎,到 $\alpha = 40°$时模型上仍存在规则的前缘涡。在小迎角($\alpha = 15°$),上翘的立尾内侧可以看到清晰的分离涡,起到增强航向安定性的作用。流动显示结果与数值模拟显示结果符合。高速时($Ma = 0.80, 1.50, 2.00, 2.50$)的彩色纹影显示和进气道内

压力测量，研究在不同喷流流量（对应不同喷气压力 $P=2,4,6\text{bar}$①）对气动特性的影响。测量结果表明，当进气道带喷流时唇口处激波强度变弱并前移。进气道喉部之前压力变化不大，喉部之后压力增大。在进气道出口处，带喷流时的激波位置比不带喷流时后移。喷流与否将影响带进气道模型试验时的拥塞现象。



低速流动显示（$\alpha=15^\circ,30^\circ$）

数值模拟结果（$\alpha=10^\circ$）　　高速流动显示和进气道压力测量

图 4　航天飞机模型 ELAC-1 流动显示和压力测量

5　大迎角动态气动特性试验研究

为提高下一代先进战斗机的机动性能，要求飞机具有快速穿越失速区即过失速能力。近十多年来，“机动空气动力学”(Maneuvering Aerodynamics)成为空气动力学和风洞试验中的重要研究领域。为研究大迎角机动飞行时的动态气动特性和复杂流动机理，进行了系列三角翼模型和飞机模型的低速大迎角动态气动特性试验研究。试验内容包括后掠角分别为 $\Lambda=60^\circ$、70°、80°和 $76^\circ/40^\circ$三角翼和背景机飞机模型在低速风洞中大迎角俯仰振动，振幅 $\alpha_m=30^\circ$、60°、90°，缩减频率 $K=0.01\sim0.12$。进行六分量气动载荷测量、动态流动显示和翼面压力分布测量[8]。图 5 给出三角翼前缘分离涡中区别于离散涡(Discrete Vortex)概念的一种新的卷绕涡结构。表明前缘剪切层中不仅存在弦向涡量，而且还存在展向涡量。大迎角俯仰运动明显影响三角翼前缘分离涡的形成、发展和破碎。70°三角翼和 $76^\circ/40^\circ$双三角翼在缩减频率 $K=0.04$、振幅 $\alpha_m=90^\circ$俯仰运动中在迎角分别为 $\alpha=24^\circ$和 33°的上下程流动显示示于图 6。显然，上仰中推迟前缘涡的破碎，下俯中推迟分离流的再附和前缘涡的再现，即在大迎角俯仰中前缘分离涡相对翼面存在动态迟滞特性。

大迎角俯仰运动时的动态气动载荷和翼面瞬态压力分布示于图 7。左图表示缩减频率对动态法向力系数的影响，静态法向力系数也示于其中。动态时气动力系数形成明显的迟滞环，

① $1\text{bar}=0.1\text{MPa}$。

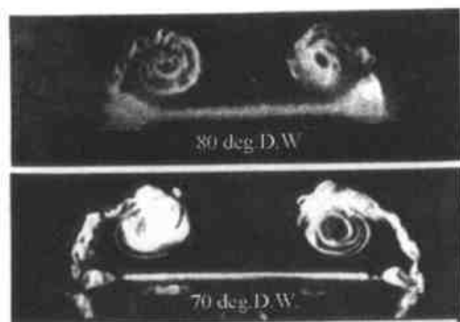


图 5　三角翼前缘分离涡($\alpha=15^{\circ}$)

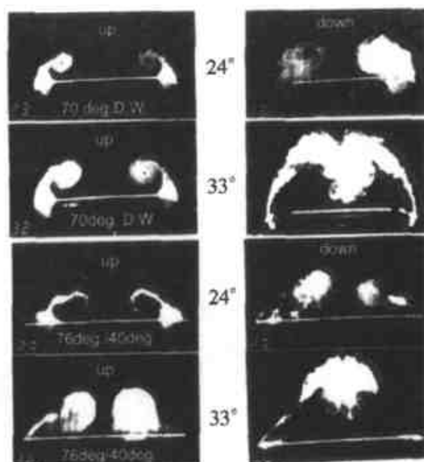
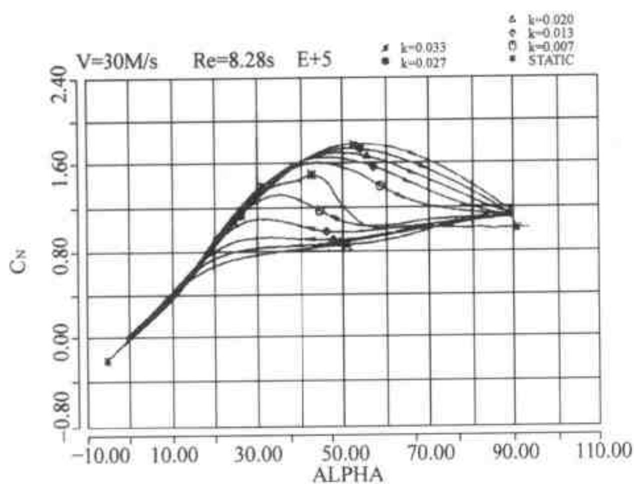
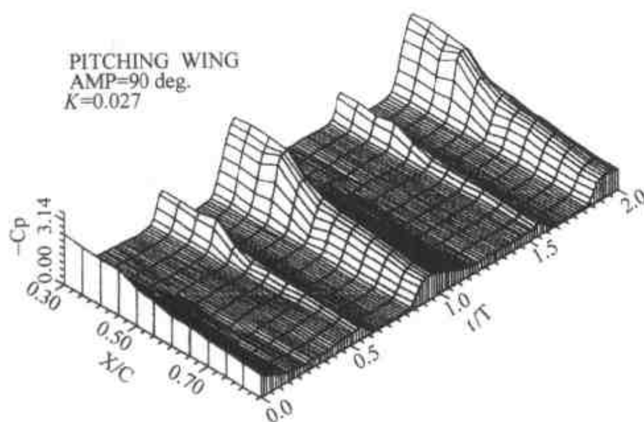


图 6　动态流动显示($K=0.04$)



不同缩减频率时的动态法向力系数($\alpha_m=90^{\circ}$)



瞬态压力系数分布 (K=0.027, $\alpha_m=90^{\circ}$)

图 7　70°三角翼大迎角俯仰振动时动态气动载荷和翼面压力系数分布($\alpha_m=90^{\circ}$)

而且随缩减频率 K 增大，迟滞环扩大。上程中最大值比对应的静态值增加 0.30，对应迎角推迟 13°。右图表示在俯仰振动的 2 个周期中翼面上的瞬态压力系数随弦向位置 X/C 和随时间 t/T 分布。显然，振动翼面上的压力以模型振动周期同步变化，一个周期中有两个负压峰，上程负压峰高于下程负压峰。动态气动载荷和翼面压力分布特性是与流动显示中所发现的前缘分离涡在模型大迎角俯仰运动中的动态迟滞特性相吻合的。

6 振动鸭翼复流场测量

近距耦合鸭式布局现已成为大迎角高机动性飞机和轻型商用飞机设计的重要气动布局方案之一。俄罗斯的 Su-35 飞机即是带有可动鸭翼的高性能战斗机。为研究鸭式布局飞机模型振动鸭翼对于翼面涡流场的非定常影响，进行了在有无鸭翼、鸭翼不同偏角和不同振动频率、不同振动平均偏角及不同模型迎角下的主翼面涡流场静动态流动显示、翼面及立尾上压力分布测量[10]。图 8 给出模型迎角 $AOA = 10°$、鸭翼平均偏角 $\alpha_m = 0°$、鸭翼振幅 $\alpha_A = \pm 20°$、鸭翼振动缩减频率 $K = 0.05$ 时的动态流动显示。图中列出鸭翼相对主翼的瞬态迎角，每周等间隔 $T/10$ 显示 10 次。随鸭翼振动，主翼涡的位置和大小周期性地变化。鸭翼正偏角上仰，推迟鸭翼失速，在鸭翼失速之前下洗增强，主翼涡尺寸减小并外移；正偏角下俯，鸭翼涡恢复，下洗减弱，主翼涡内移。鸭翼负偏角下俯，维持上洗效应，越过最低点达到上洗效应最强，主翼涡最靠里，体现下俯中的动态迟滞特性；负偏角上仰，上洗减弱，最后变为下洗，主翼涡尺寸减小并外移。与主翼涡流动显示相对应，主翼面上压力系数分布(图 9)清楚表明，压力峰值对应的展向位置也以鸭翼振动频率周期性变化。试验结果表明，负的振动平均偏角，增强主翼涡，压力峰增高，改变大迎角气动特性。

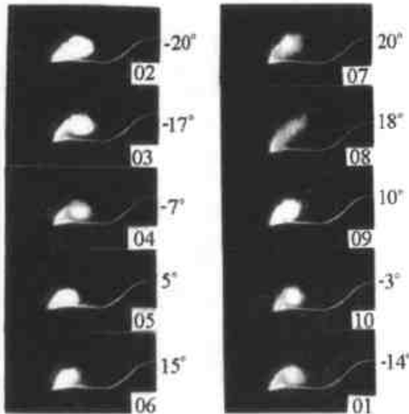


图 8 动态流动显示($AOA = 10°$、$\alpha_m = 0°$、$K = 0.05$)

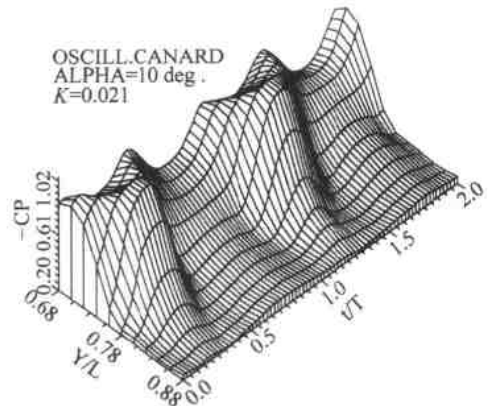


图 9 主翼面动态压力分布($AOA = 10°$、$\alpha_m = 0°$、$K = 0.02$)

7 机翼滚摆的定性和定量测量

具有细长机身和大后掠机翼的飞机在低速大迎角飞行时由于气动力作用激发产生滚摆现

象(Wing Rock)。飞机的自激滚摆不仅造成升力损失，而且由于纵横向自由度的耦合严重影响安定性和操控特性。然而，至今对于滚摆现象的真实机理仍不清楚。通过对 80°和 80°/45°三角翼模型在低速风洞中的流动显示、自激滚转角时间历程测量和翼面非定常压力分布测量[11]以及滚摆非定常流场的定量流动显示即粒子图像测速仪 PIV 测量[12]，揭示了引起和维持自激滚摆的主要原因。图 10 给出 80°三角翼自激滚摆时滚转角时间历程，滚摆正反程流动显示和翼面压力分布。80°三角翼在给定实验条件下开始自激滚摆的迎角为 $\alpha_{wr}=26°$，具有典型的 Limit Cycle Wing Roll 特征。在滚摆流动显示中，当滚转角 $\Phi=0°$时左右侧前缘分离涡相对翼面位置不再对称，背风侧的上升或下沉使分离涡离开或接近翼面，体现出滚摆中迟滞特性，而且正转中的迟滞特性比反转中强，迎风侧迟滞特性比背风侧强。正是滚转中分离涡相对翼面位置的迟滞特性输入滚转能量克服静态滚转阻尼维持等幅等频滚摆。滚摆时左右侧压力均以相同周期变化，只是相位差 180°。

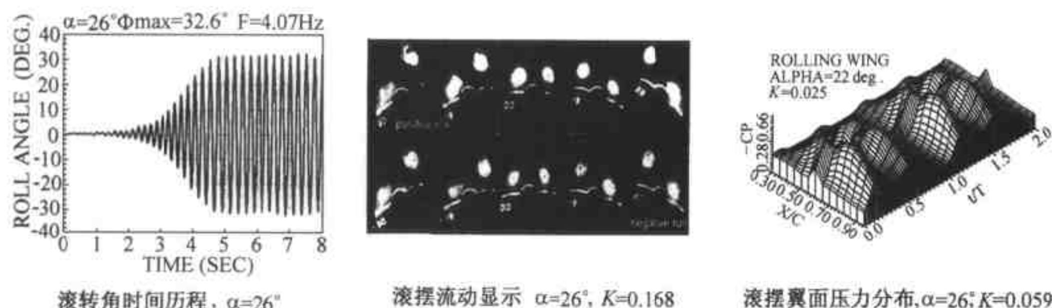


图 10 80°三角翼滚转角时间历程，流动显示和翼面压力分布

80°三角翼滚摆非定常流场的定量流动显示即粒子图像测速仪(PIV)测量结果示于图 11。采用数字化粒子图像测速仪(DPIV)测量 80°三角翼模型在迎角 $\alpha=35°$时的自激滚摆非定常流场，每秒 10 帧图像对，每帧图像计有 15128 个速度矢，流场空间分辨率为 0.5mm。由于 DPIV 的双脉冲激光曝光时间极短(15ns)，因此获得的流动图像与常规流动显示结果相比具有顺态特性。通过两帧图像间的互相关(Cross-Correlation)处理技术获得速度矢量图与瞬态流动显示极其相似，所以 PIV 测量也称之为定量流动显示(Quantitative Flow Visualization)。机翼滚摆时的 DPIV 动态速度矢和涡量分布结果表明，在滚摆过程中前缘涡强度也存在动态迟滞特性，并与前缘涡位置的迟滞特性相辅相成，共同促使和维持机翼滚摆。

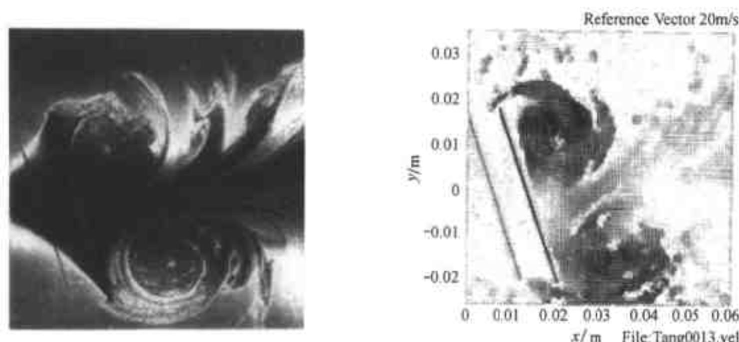


图 11 滚摆流场的瞬态 DPIV 测量结果

8 滚摆抑制机理研究

如前所述，产生滚摆的起因在于两侧前缘涡的非对称性，而维持滚摆的主要原因则在于前缘涡的动态迟滞特性。诱发前缘涡非对称是两侧前缘涡相互作用的结果，因此如果对前缘涡的相互作用引入阻挡或干扰，则必然影响前缘涡之间的相互作用从而影响滚摆的产生。通过对 80°三角翼和 80°/45°双三角翼模型在前缘附近装上小翼后的试验，证实具有明显的滚摆抑制作用[13]。对 2 个模型设计了 3 种前缘小翼并安装在前缘的不同位置处，经过流动显示和滚转角时间历程测量表明，在前缘特别在靠近后缘处的小翼将明显推迟开始滚摆的迎角，发生滚摆的振幅减小，滚摆抑制的迎角提前。加上小翼后使前缘涡破碎的迎角提前。采用前缘小翼是抑制大后掠机翼自激滚摆的有效方法。

9 俯仰-滚摆耦合非定常涡流场

飞机在进行大迎角机动飞行时常常是俯仰和滚摆耦合在一起完成的。因此为更真实地模拟机动飞行，分析俯仰-滚摆耦合状态下的复杂流动机理，在"九五"期间进行了双自由度俯仰-滚摆耦合试验研究，包括静态和动态、单自由度的俯仰和滚摆、双自由度俯仰-滚摆耦合运动条件下的流动显示和强迫俯仰、自由滚摆条件下的滚转角时间历程测量，六分量气动载荷测量[14]。耦合运动对前缘分离涡的影响示于图 12。图中可以清楚地看到，单独俯仰比单独滚摆具有更大的迟滞特性，即上程中前缘涡位置更靠近翼面，而下程中则更远离翼面；耦合运动迟滞特性比单自由度时又更为明显。耦合运动时的滚转角和迎角时间历程、滚转角相平面图、滚转角加速度和滚转力矩系数曲线示于图 13。在 α 动态时开始自激滚摆的迎角明显推迟（在第一周期为 38.3°，第二周期为 40°）。相平面图中的转动方向为顺时针。在角加速度曲线上在正负最大振幅处出现 2 个方向相反的"鼓包"，这与流动显示中发现的前缘涡运动在此的迟滞特性相应。与"鼓包"对应在滚转力矩系数曲线上出现 2 个勺形，使滚转力矩系数呈现双"8"字形，中间为顺时针环，为不稳定状态，两端的逆时针环提供稳定的滚转能量，促使和维持等幅的振动。俯仰-滚摆耦合运动时的气动力系数示于图 14。气动力系数也形成明显的迟滞环，特别是滚转力矩系数的迟滞环其勺形形状、逆时针转动方向和量值均与由滚转角时间历程获得的滚转力矩系数相符合。耦合运动对滚转力矩的影响示于图 15，其中分别是同相位、单独俯仰（$\Phi = 0°$）、单独滚摆（$\alpha = 0°$、$\alpha = 30°$）的状态。在 $\alpha = 30°$时滚转力矩系数呈现双"8"字形，与 $\alpha \geqslant 26°$才发生滚摆（Wing Rock）结论相符。

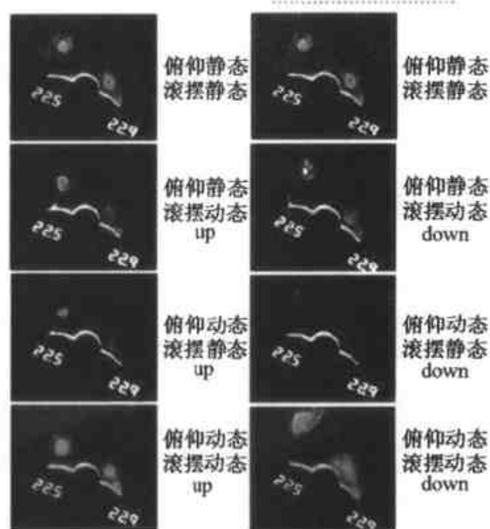
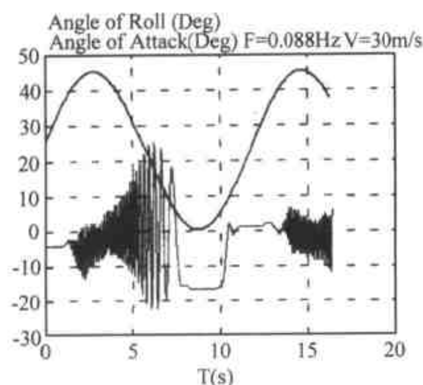
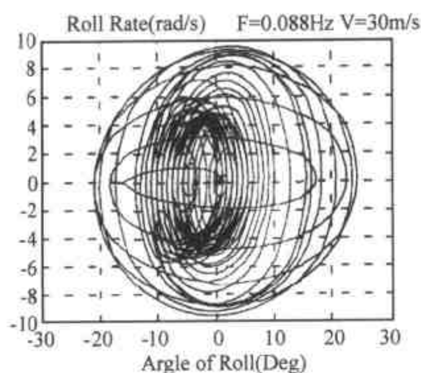


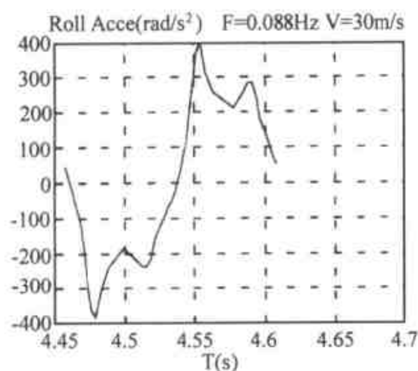
图 12 耦合运动对前缘分离涡的影响
（$\alpha = 22.9°$，$\Phi = 22.5°$，$K = 0.052$）



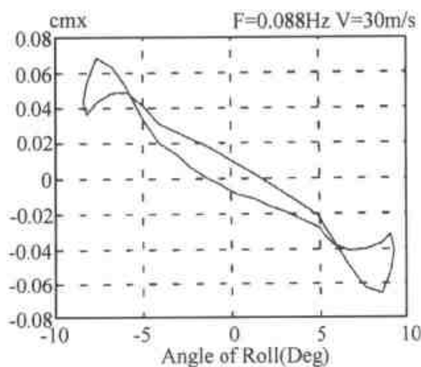
α和Φ角时间历程



滚转角Φ相平面图

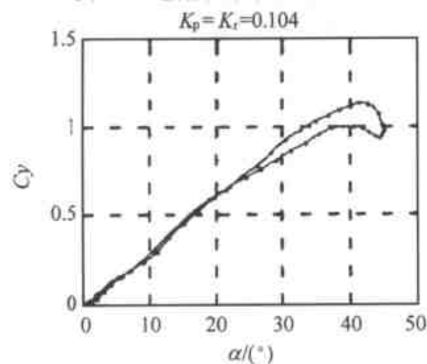


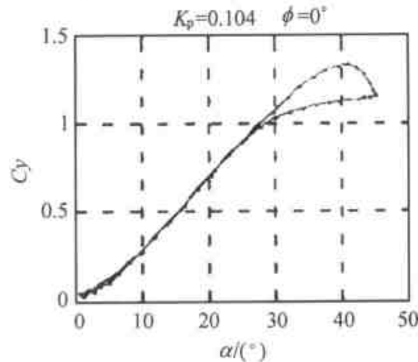
Φ角加速度

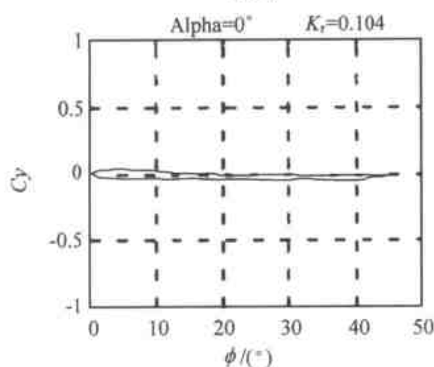


滚转力矩系数

图 13 迎角和滚转角时间历程和滚转力矩系数($K=0.013$, $V=30\text{m/s}$)







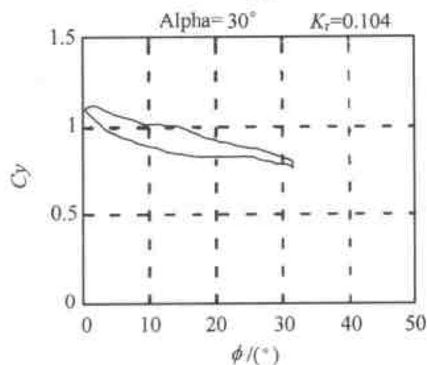


图 14 双自由度运动时气动力系数($K=0.104$)

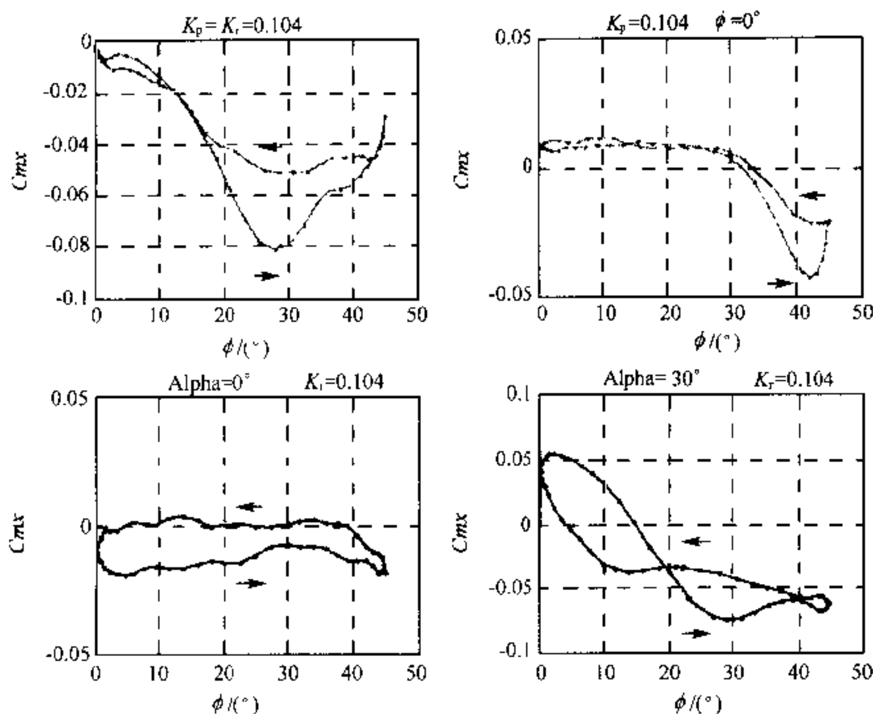


图 15 耦合运动对滚转力矩系数的影响

参 考 文 献

1 Lugt HJ. Wirbelströ mung in der Natur und Technik, ISBN, 1979

2 Tang MZ. Wirbelstrasse im überschallnachlauf einer rauhen ebenen Platte, Diss. MAINZ GmbH, 1984

3 Tang MZ. Karman Vortex Street in the Supersonic Wake. Springer-Verlag, 1985

4 唐敏中．超声速卡门涡衔的试验研究．空气动力学学报，1985，3：1～8

5 唐敏中．PVF2 压电薄膜传感器测量圆柱体表面动态压力．气动实验与测量控制，1987，4：63～67

6 唐敏中．风洞中复杂流场三维速度 LDV 测量．空气动力学学报，1991，9(3):356～360

7 Tang MZ. 3-D LDV Measurements of an Ellipsoid Wake Vortex. Recent Advances in Exp. Fl., 1991

8 Stromberg A, Tang MZ. Investigation of vortex structure on delta wing. ZFW, 1996, 20: 71～79

9 唐敏中．三角翼低速大迎角动态气动特性试验研究．空气动力学学报，1994，12(4)：367～374

10 唐敏中．振动鸭翼复杂流场测量．空气动力学学报，1996，14(4)：408～415

11 唐敏中．低速三角翼滚摆试验研究．空气动力学学报，1997，15(4)：436～443

12 唐敏中．机翼滚摆非定常流场的 PIV 测量．空气动力学学报，1999，17(3)：271～278

13 唐敏中．三角翼小翼对自激滚摆抑制机理试验研究．627 所科技报告，1997

14 唐敏中．俯仰-滚摆耦合复杂流场试验研究．空气动力学学报，2001，19(1)：47～55

先进的光学压力测量技术

张永存　程厚梅　张 然　邢汉奇　李晨　杜少睿
（中国航空工业空气动力研究院，沈阳　110034）
陈柳生
（中国科学院化学研究所，北京　100080）

摘要　介绍了国外在光学压力测量技术研究方面的最新进展及中国航空工业空气动力研究院(沈阳)使用该技术的情况,展示了我国在该技术领域研究应用的前景。

关键词　光学压力测量,压力敏感涂料,荧光压力传感器,压力测量,风洞实验

引　言

飞行器模型表面的压力分布测量是实验空气动力学的重要研究课题之一。借助于压力分布场,可以说明分离区、激波位置、载荷分布、观察飞机各部件之间的气动干扰,了解在一般情况下,这些干扰对飞行器气动特性的影响。

光学压力测量 OPM(Optical Pressure Measurement)技术是国外自 20 世纪 80 年代初发展起来并在 1996 年由风洞实验专家认定的可用于生产性风洞的先进的具有里程碑意义的无接触压力测量技术[1]。通过有关资料[2,3]及 2000 年 10 月 16～19 日在美国 Langley 研究中心召开的第八届压力敏感涂料 PSP(Pressure Sensitive Paint)专题讨论会[4](到会 11 个国家 22 个科研机构 80 多位代表,发表了 40 余篇报告)可知:国外已使用光学压力测量技术完成了全机模型、全机半模、旋转机械的转动叶片(桨叶)、民用飞机模型及其他民用模型(如汽车,蜜蜂)的定常及非定常流的测压实验(应用研究的速度范围从 10 m/s 至 $M_a > 8$),在定常流(来流速度是亚、跨、超声速)时已经达到与测压孔获得的压力分布的比较值为 $|\Delta C_p| = 0.02 \sim 0.05$,如给定一个测压点进行修正可达到 $|\Delta C_p| < 0.02$ 的精准度水平。

光学压力测量技术的基本原理是将一种特殊材料制成的具有压力传感器功能的压力敏感涂料喷涂到模型表面,它在特定波长的激励光照射下,可激发出荧光。因荧光强度场与压力场有关(荧光强度与压力的关系可由校准试验获得),所以用高分辨率的数字式 CCD 摄像头摄取模型表面荧光强度的图像,通过计算机图像处理,可得到模型表面的压力分布。该技术较常规压力孔测压技术具有的优点是:①用无接触的测量方法获取模型表面的压力分布场;②可以获得模型表面基本连续的压力分布场(在模型表面至少可获取 2 万个点的压力值);③模型测压与测力实验可同时进行;④适用于小风洞中的小模型;⑤适用于模型厚度小的位置,如机翼前、后缘,桨叶、立尾、平尾;⑥可检验前期型号试验时部件上因测压孔不足所造成的对真实现象判断的失误。总之,OPM 技术的运用,可扩大风洞的实验能力,减少试验周期,增加效益。

中国航空工业空气动力研究院(沈阳)于 1998 年完成了俄罗斯 TsAGI 全套单分量 OPM 技术的软件及硬件的引进。2000 年,在 FL-1 风洞中完成了气动院与中国科学院化学研究所

联合开发研制的国产压力敏感涂料 FOP-1 的 OPM 技术测压实验。本文通过在 FL-1 风洞中使用俄罗斯单分量压力敏感涂料 LPS-L4 及国产压力敏感涂料 FOP-1 在飞机半模模型机翼表面测压实验部分试验结果的比较及讨论，介绍了中国航空工业空气动力研究院该项研究取得的成果及今后工作的展望。

1 光学压力测量系统(OPMS)简介

光学压力测量系统主要由五部分组成(见图 1)：

压力敏感涂料、激励光源系统、校准系统、实验图像采集系统、实验图像处理系统。由此可见，光学压力测量技术是集光学、计算机控制、图像采集及图像处理、机械、高分子化学和空气动力学等多学科为一体的高新综合技术。学科涉及面广，技术难度大。



图 1 OPM 系统设备示意图

1.1 压力敏感涂料的结构

PSP 是光学压力测量技术的关键之一，它提供了测量模型所有可视表面压力分布和计算气动载荷的能力。

PSP 像普通漆一样由喷雾器喷于模型表面。其优点为可用于复杂外形的模型，但需要两天的模型准备时间。

PSP 由屏蔽层、粘性层、活性层等三种化合物层组成，可以连续用于模型表面。屏蔽层是种白色涂料，用于在模型表面建立光学均匀性和增加光的反射。该层也可在模型和活性层之间建立化学和物理的分离面，使模型的材料不影响 PSP 的性质。粘性层的运用是确保活性层粘接到模型表面。活性层主要由两种成分组成：一种是对氧有很高穿透性的化合物，另一种是散布在化合物中的受激发光分子团。

压力敏感涂料总厚度是 0.04～0.08mm。

1.2 OPM 测压实验方法

使用 OPM 技术的测压实验基本步骤为：

- 将压力敏感涂料同时喷涂在样片及所测模型的表面，并在相同的条件下干燥。
- 进行样片校准，得出校准系数。
- 风洞中安装模型后，安装和调试激光照射灯和数字式 CCD 摄像头。
- 在吹风实验时，摄取模型所测表面的荧光强度场图像。
- 在不吹风时，摄取与吹风实验时相同条件下模型所测表面的参考荧光强度场图像。
- 根据校准系数处理所测图像，给出模型所测表面的压力值及集中力和力矩。

1.3 压力敏感涂料样片的校准

在 PSP 运用于模型表面的同时，必须准备校准的样片。在实验段中使用的实验图像采集与处理系统和光源系统将用于校准系统。

样片校准公式为

$$P_m(I,t) = \sum_{i=0}^{i=2} \sum_{j=0}^{j=2} \chi_{ji}(I_r^j t^i)_m$$

式中 $I_r = I_0/I$。I 为 PSP 样片的荧光强度；I_0 为参考样片的荧光强度；t 为样片的温度。$m =$

1,…,N ,N 为校准样片时给定压强的变化次数。

由上式即可计算出校准系数 χ_{ji}。典型的校准曲线见图 2 和图 3。

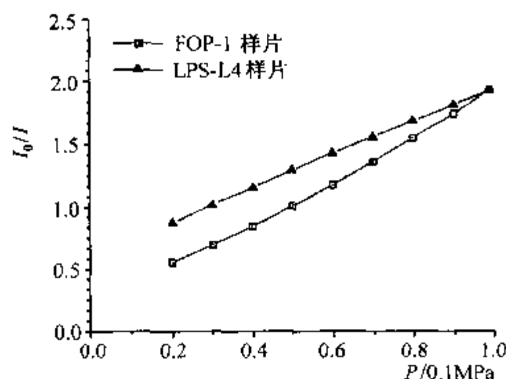


图 2 在 $t=20$℃时样片压力校准曲线

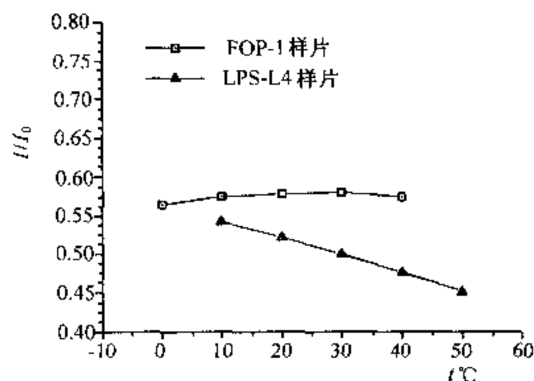


图 3 在 $P=0.1$MPa 时样片温度校准曲线

2 压力敏感涂料的国产化开发与研制

压力敏感涂料属于消耗品,喷涂在模型表面的 PSP,可完成一百次左右的型号吹风试验,或在合适的存放条件下(如暗室或闭光的木箱中)保存一年时间。目前,我们的 PSP 只能依赖于进口。由于俄罗斯的 LPS-L4 的价格太贵(1 桶可用于 2000cm^2 的 LPS-L4 价格为 3000 美元,只能满足 FL-1 风洞一个模型的需要)、供货周期太长(需 2 个月),不利于 OPM 技术的推广。为解决上述问题,中国航空工业空气动力研究院(沈阳)与中科院化学所进行了 2 年多的合作,联合研制我们自己的 PSP,即 FOP-1。主要完成了如下工作:

• 使用色谱-质谱、裂解色谱、红外光谱、X-光电子能谱、核磁共振、扫描电子显微镜、荧光光谱、紫外-可见吸收光谱、电感耦合等离子体发射光谱、X-衍射、热分析等 11 种技术手段研究压力敏感涂料的特性。

• 对胺甲芘、芘丁酸、芘甲醛、芘、氨基芘、甲基芘、POPOP、磷酸盐·铷化合物(以上均为进口试剂)、铝酸盐·铷化合物、ZnS-Ag 和 OMe-PPV(实验室合成)等 11 种染料进行光物理研究和发光效率测定(包括染料浓度和染料荧光吸收、发射特性研究)。

• 对染料高分子成膜基质(膜的透气性以及温度对膜的塑性和弹性的影响)、膜的荧光-氧猝灭、染料浓度和膜厚与荧光发射强度的关系、活性层中的颜料等项目进行了研究。

• 根据对压力敏感涂料各种成分性能的分析及筛选出的合适染料,提出我们自己的压力敏感涂料配方。

• 按校测与风洞试验结果改进压力敏感涂料配方。

即我们在完成了上述研究后,进行各种高分子材料组成之间的相关关系研究(图 4、图 5),提出了我们自己的 PSP 配方,初步研制成功我们自己的具有自主知识产权的压力敏感涂料,即 FOP-1。它具有如下性能:

①光谱特性与 LPS-L4 相同,激励光强度在 425～525 之间。

②曲线 1 和曲线 3 表明,随染料浓度的增加,发光强度增加。

③曲线 4 和曲线 4' 表明,薄膜厚度增加,发光强度增加。

④样片校准的性能优于俄罗斯的产品(图 2、图 3):灵敏度比 LPS-L4 高 50%,而温度对

PSP 性能的影响仅为 LPS-L4 的 20%。

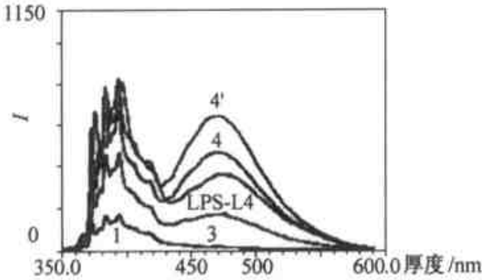


图 4 发光染料的浓度与厚度和发光强度的关系

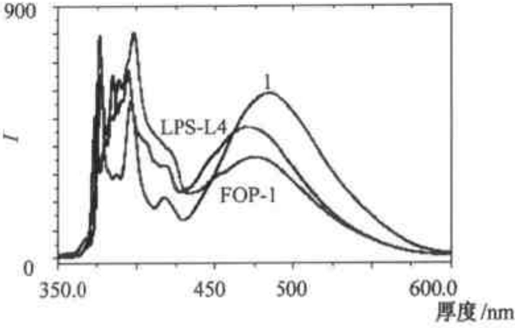


图 5 发光染料与 LPS-L4 活性层的荧光光谱图

3 实验结果与分析

试验是在中国航空工业空气动力研究院(沈阳)的 FL-1 风洞中进行。模型简图见图 6。试验条件：$Ma = 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.5$, $\alpha = 0°, 4°, 8°, 12°, 16°$, $\beta = 0°$。

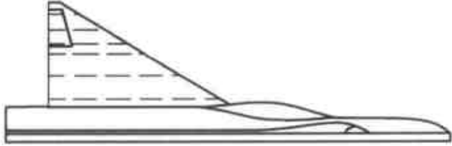


图 6 飞机测压模型简图(虚线为测压孔位置)

图 7、图 8、图 9 和图 10 给出了在 $Ma = 0.4, 0.8$ 时部分机翼表面压力分布图谱及常规测压孔压力测量值与 OPM 压力测量值(图中的脉动曲线是由于测压孔处无压力敏感涂料，所以，造成了压力曲线出现很强的阶跃)的比较。

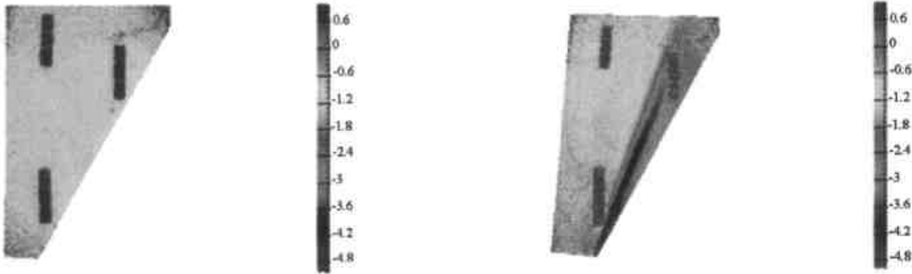


图 7 在 $Ma = 0.4$ 时，使用 FOP-1 的飞机模型机翼表面压力分布图谱

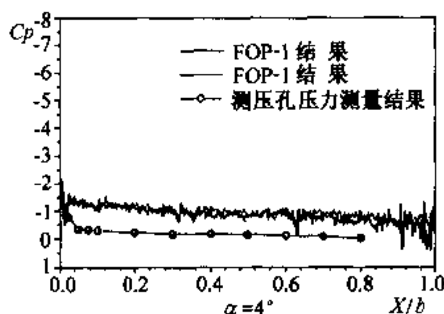
由实验结果可知：

①在 $Ma = 0.4$ 时，随着迎角的改变，压力图谱的变化反映了机翼表面流态(如机翼前缘涡)的生成与发展。

②OPM 技术压力测量值的重复性精度高。

③在小迎角时，由于压力值小，两种测量方法所得到的结果规律上相似，有一个 ΔC_p 的差值。

④在大迎角时，由于前缘附近模型曲率变化很大，一个固定位置的 CCD 在该位置所摄取



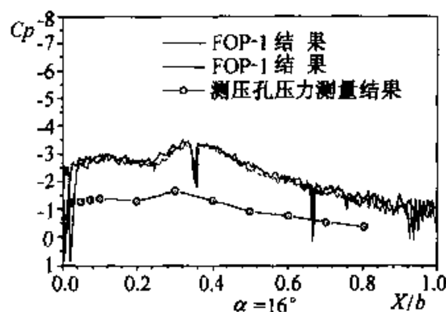
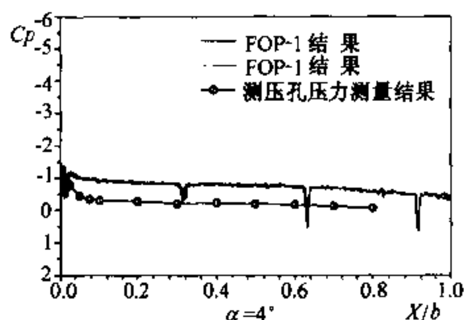


图 8 $Ma=0.4Z/L=0.61$,OPM 技术(使用 FOP-1)与常规测压孔技术压力分布的比较
(Z 为机翼展向坐标,L 为机翼展长)



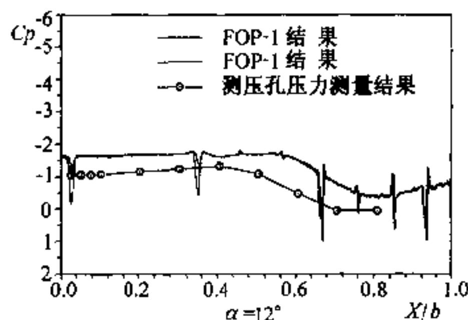
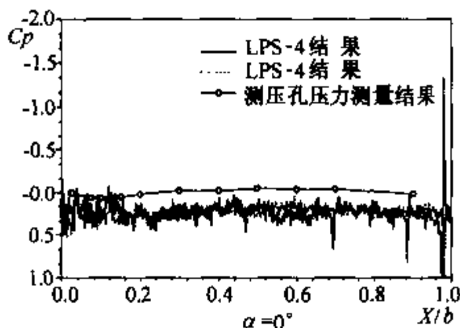


图 9 $Ma=0.8Z/L=0.61$,OPM 技术(使用 FOP-1)与常规测压孔技术压力分布的比较
(Z 为机翼展向坐标,L 为机翼展长)



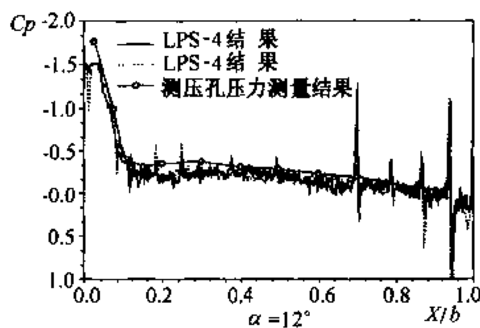


图 10 $Ma=0.8Z/L=0.26$,OPM 技术(使用 LPS-4)与常规测压孔技术压力分布的比较
(Z 为机翼展向坐标,L 为机翼展长)

的图像变化剧烈,造成两种技术所得到的结果有较大的误差,其余位置的结果误差较小。

⑤在 $Ma=0.8$,$\alpha=12°$时,因国产压力敏感涂料 FOP-1 的灵敏度太高,造成机翼前缘附近荧光输出强度超过数字式 CCD 摄像量程。

4 结论及今后工作展望

通过本文给出的 OPM 压力测量值与常规测压孔压力测量值的部分压力测量结果比较,我们可以得出如下有益的结论:

①使用 OPM 技术的压力测量值的重复性很好,完全能满足测压实验的要求。

②我们已具有独自开发研制国产压力敏感涂料的能力。

③FOP-1 涂料在低马赫数的性能优于俄罗斯单分量(LPS-L4)压力敏感涂料的性能,并将该引进技术的应用范围拓展到 $Ma=0.4$。

④压力敏感涂料的灵敏度并不是越高越好,而是应该根据实验马赫数及实验迎角(模型表面的压力值)的不同选择合适的压力敏感涂料的灵敏度。

⑤表明了使用国产压力敏感涂料的 OPM 技术在低速风洞中的应用前景。

为此,我们下一步的工作重点为:

①在我院的高速风洞中完善引进的单分量 OPM 技术,尽快用于型号实验。

②继续进行国产化压力敏感涂料的开发、研制,最终在我国的风洞中用国产的压力敏感涂料替代进口产品,并形成国产压力敏感涂料的系列化产品,做到根据实验目的及实验范围(即模型表面压力值)的不同选择合适灵敏度的压力敏感涂料。这样就可以极大地提高试验的精准度,同时最大限度地降低压力敏感涂料的使用量,即降低实验成本。

③我们将继续与俄罗斯进行合作,不断地了解、掌握和吸收其在该技术的动态与成果,在借鉴其先进的经验及技术的基础上,独立开发出适合我国国情的我们自己的技术,使我国的 OPM 技术能迅速达到世界先进水平,为型号研制做出贡献。

参考文献

1 Daryl W. Sinclair. Measurement Techniques Applied in a Production Wind Tunnel Facility at Transonic Speed. AIAA96-2181

2 Andreev A O, et al.. Pressure field investigation by LPS technology on the aerospace craft model, J phys, Ⅲ France 4, 1994, 2317~2327

3 Rober: M. Dowgwillo et al. The applications of the pressure sensitive print technique to high speed wind tunnel testing. AIAA-94-932-CP

4 Technical Presentations from the 8th Pressure Sensitive Paint Workshop. October 16-19, 2000

5 张永存等. 在高速风洞中使用荧光压力传感器技术对飞机模型压力场的实验研究. 流体力学实验与测量,14(2):21~25

空气动力学中的涡动力学问题

吴介之　　　　　　　　　　马晖扬
(北京大学湍流研究国家重点实验室,北京　100871)　(中国科学院研究生院,北京　100039)

摘要　评述空气动力学中的若干涡动力学问题研究的进展。首先讨论基于涡量的空气动力学理论,它们能清晰地阐明产生升力和阻力的物理机制,导致新型的气动构型诊断与优化设计手段,并用来发展高精度、高效率的数值方法。本文还讨论了空气动力学中关于旋涡稳定性与破裂和旋涡流动控制的研究进展,这些成果正被用来研究湍流中的涡结构及其控制。

关键词　空气动力学,涡动力学

引　言

流体运动的基本形式是分别以马赫数和雷诺数为主导参数的胀压过程和剪切过程。流体的任何有限变形都不能抵抗剪应力,它对剪切的响应独特地表现为用涡量表征的流体元旋转。因此,旋涡被认为是流动的本质(陆士嘉)、流体运动(尤其是湍流)的肌腱(Küchemann)和声音(Müller and Obermeier)。20世纪初,人类对剪切过程的研究首先导致了升力的发现和飞机的诞生。到20世纪中叶,对高速飞行的追求带来了钱学森院士作出卓越贡献的、以胀压过程为主要对象的气体动力学和高速空气动力学。60~70年代以来,主要由于大迎角、高机动飞行的需要和湍流相干结构的发现,人们关注的焦点又移向剪切过程,推动了当代涡动力学的蓬勃发展。在这个历史进程中,哥廷根学派以其对物理机制的洞察力和认识事物与变革事物并重的特色,在上述两种基本过程及其对空气动力学应用的研究中都长期处于开创和领先地位,上述关于涡动力学重要性的论断都来自哥廷根学派的传人。师承 von Kármán 的钱学森是这个学派的学术思想的杰出代表之一。值得指出的是,他在20世纪40年代研究剪切来流即均匀涡量场中翼型升力时[1],把问题归结为剪切流中的源汇分布,其流函数为

$$\psi = ay + by^2 + c\tan^{-1}\frac{y}{x} \tag{1}$$

这实际是 Navier-Stokes 方程的一个精确解。钱学森的这一工作至今仍是有关领域的经典和必读文献。现在,在庆祝钱老九十华诞之际,空气动力学研究已扩展到三维、非定常、粘性分离绕流,更加凸显了涡动力学的重要性。本文就笔者所参与和了解的几个方面,简要述评近年来涡动力学在空气动力学中应用的若干进展,特别是海内外华人的贡献,作为祝贺钱老华诞的一份薄礼①。

① 限于篇幅,不得不略去一些重要问题,如三维流动分离和分离流拓扑结构,并只选列部分参考文献。

1 基于涡量的空气动力学

和一般流体力学不同,空气动力学(以及水动力学)不仅要认识流体运动的规律本身,还要基于这种认识去把握流动对固体作用力的规律。Kutta-Joukowski 升力公式 $L=\rho U\Gamma$ 已经预示了涡量在空气动力学中的核心作用。事实上,涡量不仅是升力的来源,也是除波阻之外所有阻力的来源。以涡量为主要变量来研究空气动力学是一个很自然的理论发展和认识的深化。

1.1 粘性不可压流的涡量矩理论

不可压流体的总动量和总角动量可以用冲量和冲量矩即涡量的一、二阶矢矩积分来表示。因此,运动固体在粘性流体中所受的合力和力矩就是这些涡量矩积分的时间变化率。例如,非加速固体所受的合力可表为

$$\boldsymbol{F}=-\frac{\rho}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int\boldsymbol{x}\times\boldsymbol{\omega}\,\mathrm{d}V \tag{2}$$

这一事实由吴镇远[2]发展成一个严格的粘性空气动力学的一般理论,称为涡量矩理论。它可以表达多个任意运动物体所受的合力和力矩。值得指出,若一个任意运动的机翼的边界层可以用一个环量为 Γ 的升力涡来代表,那么随机翼的运动,该升力涡与翼尖尾涡和起动涡形成的闭合涡圈所张的有向面积 $\boldsymbol{A}$(可以是任意曲面)将不断变化,而机翼的合力可简单地表示为

$$\boldsymbol{F}=-\rho\Gamma\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{A}}{\mathrm{d}t},\qquad \boldsymbol{A}=\int\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}A \tag{3}$$

这里 $\boldsymbol{n}$ 的方向由涡圈中涡量的方向按右手螺旋法则决定。作为特例,这一简洁的物理公式包括了 $L=\rho U\Gamma$ 及其对有限翼展机翼的推广。经典的升力线理论实际上是式(3)向多个嵌套涡圈的推广。从涡量矩理论出发,型阻、诱导阻力和摩阻都可以分别计算出来并得到清晰的解释。最近,孙茂[3,4]成功地用涡量矩理论对昆虫飞行的物理机制给出了完整的正确解释。吴镇远则将理论推广到直升机旋翼的升力和三种阻力以及扭矩的计算,所作的预测与用 PIV 在尾流平面上测量的结果符合得很好。

1.2 边界涡量动力学

上述涡圈的不断扩大来自涡量从物面的不断产生,其产生率由边界涡量流(BVF)

$$\boldsymbol{\sigma}\equiv\nu\frac{\partial\boldsymbol{\omega}}{\partial n}=\frac{1}{\rho}\boldsymbol{n}\times\nabla p+\frac{1}{\rho}(\boldsymbol{n}\times\nabla)\cdot(\boldsymbol{\tau}\boldsymbol{n}) \tag{4}$$

表征[5],其中 ν 为运动粘性系数;$\boldsymbol{\tau}$ 为物面剪应力向量;$\boldsymbol{n}$ 为指向流体外部的单位法向量。将式(2)中的算子 $\mathrm{d}/\mathrm{d}t$ 移到积分号内,即得用边界涡量流的矢矩积分表示合力和力矩的公式[6]。例如,忽略摩擦力的贡献,二维翼型的升力为

$$\boldsymbol{L}=\oint\rho x\sigma\,\mathrm{d}s,\ \boldsymbol{\sigma}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial s} \tag{5}$$

这类公式表明,在每一瞬间,物面上只有那些 BVF 不为零的局部区域对合力与力矩有净贡献。与涡量矩理论的区别在于,基于 BVF 的合力与力矩公式可用于任意马赫数的可压缩粘流[7](包括波阻,因为打到物面上的激波导致极大的切向压力梯度,是一个强 BVF 脉冲)。以这种公式为指导,可对从低速到高超声速的二、三维气动构型的设计作出新颖的诊断[8],揭示

出基于压力的传统诊断所难于看到的改进潜力。对业已用常规优化方法设计出的翼型的算例表明，以BVF为目标函数的优化设计可使翼型得到进一步的改善[9]。图1给出一个用BVF作目标函数提高一个翼型VR-12的失速迎角和最大升力系数的算例。

1.3 基于涡量的数值计算方法

和上述基于涡量的空气动力学理论相一致，以涡量为变量的粘性流动计算方法可以大大缩小计算域和提高计算效率，尤其是不经单向插值即可直接给出物面切应力。这种算法目前限于不可压流，主要难点是物面上涡量边界条件的表达。吴镇远等人[10]所建立的方法使用基于Biot-Savart公式的积分型Dirichlet边界条件，主要优点是计算速度快，正被NASA采用，并在最近发展到三维。另一种处理是基于BVF的局部化Neumann条件，可以严格证明局部化的误差为$Q(Re^{-1/2})$，主要优点是精度高。这种边界条件同时排除因方程升阶而可能带来的伪解。对突然起动的圆柱绕流[11]和翼型绕流[9]所作的算例表明，用二阶格式在一台工作站上算得的涡量场和用高阶格式（网格数大一个量级）在超级计算机上得到的结果十分吻合，见图2；对翼型摩擦力系数的预测符合实验值，见图3；对压力分布和升力的预测则符合得更好。但这种局部化边界条件要求小时间步长，计算时间较长。

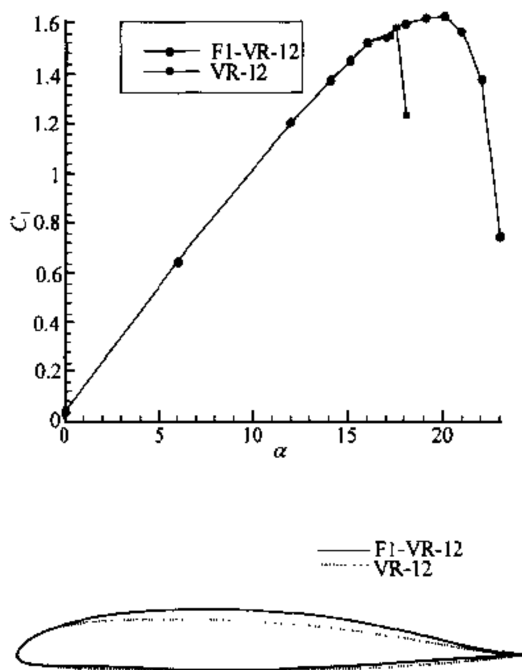


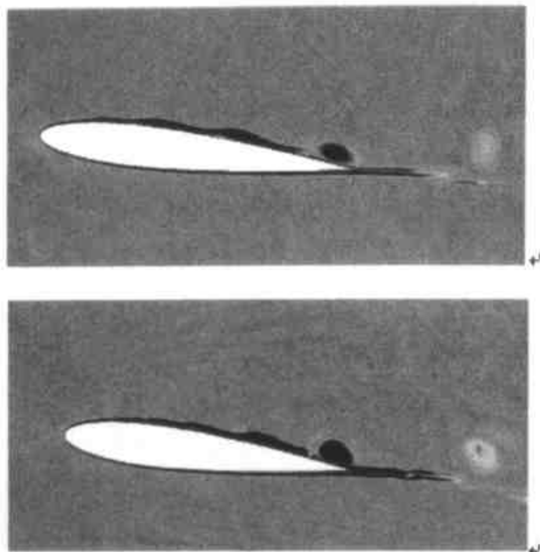
图1 用边界涡量流作目标函数在VR-12翼型的基础上进行优化(F1-VR-12)的一个结果(文献[9])
上图：升力曲线，已扣除弯度差异引起的效应；
下图：优化前后的翼型。

2 旋涡的稳定性和破裂

2.1 旋涡的稳定性

旋涡运动的稳定性是认识旋涡演化以及实施流动控制的理论基础，同时也是在物理空间认识湍流机理的基础。对它的研究是从分析最基本的旋涡形态（如柱状涡、涡环、涡列和涡丝等）的稳定性开始的，其主要成果已经在拙著[12]中述及。

近几年来这一领域的热点是考察旋涡在背景应变场下的稳定性。这一新趋势有其深刻的物理意义。我们知道，无界空间中任何非零总环量的孤立柱状涡都有无穷大的动能和动量矩，违反环量守恒定理，在物理上是不现实的。事实上，一个旋涡经常处在其他旋涡形成的非均匀背景流场中。例如，尾涡对的相互作用在其演化和稳定性中起着重要的作用。另一方面，湍流的直接数值模拟和实验表明湍流中有很强的涡丝，它们决定着湍流的统计特性和间歇性。这些局部的涡结构显然处于一个背景应变场中。有研究者已经将Burgers涡和Oseen涡嵌入到平面应变场中计算了大雷诺数下的渐近结果，发现能量耗散的分布和二维及三维湍流直接数值模拟所得到的结果符合得非常好[13]。



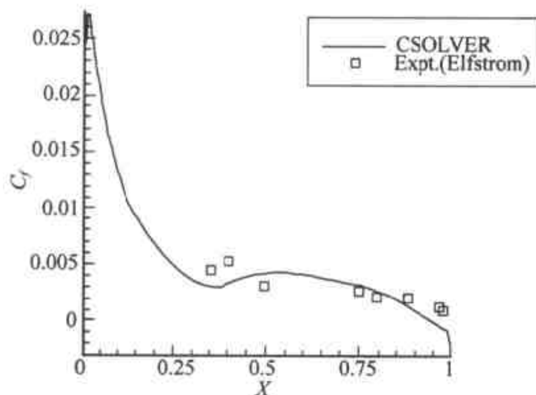


图 2 NACA-0012 翼型在 6°迎角下的层流绕流瞬时涡量分布，$Re=10^5$

上图：文献[9]的算法(CSOLVER)；
下图：用 OVERFLOW 程序的计算结果。

图 3 NACA-0020 翼型在零度迎角下的摩阻系数分布，$Re=5\times10^6$

实线：用 CSOLVER 及一方程湍流模式的计算结果；
离散点：实验结果。

为了研究背景应变场下旋涡的稳定性，首先需要知道此时的基本流动。在这方面，丁汝和童纪[14]、Widnall、Moore 与 Saffman 等人在 20 世纪 70 年代为研究飞机前缘涡和尾涡的需要而开创的非轴对称涡丝的摄动理论和稳定性理论为后来的有关研究奠定了基础。关于三角翼尾涡的空间演化，飞行实验和水洞实验都证实这里有三个不同的稳定性长度尺度[15]。一个是不稳定性的最小尺度，发生在后缘，其尺度是上下翼面剪切层的厚度；第二个是短波不稳定性尺度，发生于后缘下游 30 倍弦长处，其尺度约为涡核的尺度；第三个是长波不稳定性尺度，发生于翼后缘下游 70 倍弦长处，其尺度为尾涡对之间的距离。对于长波不稳定性(即 Crow 不稳定性)，人们已经有了较多的了解，涡对将演化成离散的涡环，其不稳定机制是剪切应变场的作用，而涡的自诱导起着稳定的作用。短波不稳定性的研究揭示出附加应变场把圆形涡核变成近似椭圆形，而椭圆涡在三维扰动下有普适不稳定性，能直接转捩成湍流，也称为椭圆不稳定性[16]，可以用来解释许多流动的演化规律，除尾迹的三维转捩外，还包括边界层和自由剪切层中的展向涡的二次失稳与转捩。目前已经有一些实验结果定性地证实了椭圆不稳定性的理论。

研究旋涡稳定性的传统方法是正则模式分析，但它只能反映一部分失稳的机制。事实上，旋涡的线性稳定性控制方程是非自伴算子，即使正则模分析表明流动是线性稳定的，扰动也可能在有限时间内被放大几个到十几个量级，激发非线性失稳和转捩。这导致人们对初值问题的深入研究。此外，流动控制希望输入小的能量打破不利的旋涡，使之成为随机涡团，为此需要知道激振的最佳位置等信息。这也是正则模式分析不能提供的。最近，朱方林等[17]采用不同于正则模式分析的几何光学方法研究了集中涡的弱非线性短波不稳定性，可以获得指数和代数的扰动增长率，在短波扰动的范围内能确定最佳扰动参数来加强有利的旋涡或消除不利的旋涡。

2.2 旋涡破裂

旋涡破裂是一种强烈的非线性演化现象，有重要理论意义和多方面的工程应用背景。大

迎角细长机翼前缘涡的破裂需要尽可能推迟，而在燃烧室中引入旋涡并使之破裂可增强掺混。近十年来，涡破裂的实验研究、数值计算和理论分析都有了新的进展。

实验研究方面，特别引人注目的是 Sarpkaya[18]在雷诺数高达 10^6 下观察到湍流状态下的锥形旋涡破裂，和层流的泡形、螺旋形和双螺旋形破裂明显不同。

计算流体力学在旋涡破裂的研究中发挥了重要的作用，后者也是对前者的一个强有力挑战。旋涡破裂时，其结构的急剧非线性变化和强烈的非定常性，要求数值方法有很高的空间-时间分辨率。旋涡破裂还对上下游边界条件十分敏感，如入口螺旋参数 2% 的变化会导致涡破裂位置达 8 倍涡核直径的移动，这对数值模拟提出了苛刻的要求。现在的数值模拟都在求解三维、非定常 N-S 方程，而且从旋涡管中的破裂进展到研究三角翼背风面的旋涡破裂。高分辨率的数值计算弥补了实验的不足，大大丰富了对旋涡破裂形态和机理的认识。一个数值计算[19]成功地模拟了三角翼上的双螺旋涡破裂形态，可以看出一条螺旋由上游涡核的外边缘卷曲而成，另一条则从涡核内部拖出来，两条螺旋之间有 180°的相位差。数值计算揭示出破裂区是强烈非定常的，但有周期性，由一个起决定性作用的频率及其谐波所控制。这种强烈的周期性会对尾翼（特别是双垂直尾翼）造成严重的抖振危害。

旋涡破裂的理论分析也取得了重要进展，尤其是汪师晓等人[20]的重要理论工作。汪研究了有限长度、等截面管中回旋流的动力学，注意到上游条件的关键影响，找到了轴对称定常 Euler 方程的全部大范围非线性稳定和不稳定解（Liapounov 函数取驻定值的点），研究了它们在分叉点附近的局部稳定性和长时间渐近行为，证明存在两个特征回旋因子 ω_0 和 ω_1（$\omega_0<\omega_1$），通过求解常微分方程可以确定它们的临界值。若上游来流条件满足 $\omega<\omega_1$，流动对于任何轴对称扰动都是无条件稳定的；若 $\omega_0<\omega<\omega_1$，流动可能会演化成两种完全不同的定常状态中的一种：初始扰动足够小时，它们将衰减掉，流动恢复为柱状回旋流；但当初始扰动足够大时，它们将随时间增长，非线性地演化成具有驻点的绕破裂区的流动。当 $\omega>\omega_1$ 时，初始扰动同样会演化成旋涡破裂解。应用该理论可以把前人用不同方法及近似所得结果的合理部分串成一条完整的泡形破裂随流动参数变化而发生的曲线。通过摄动，他们还将理论推广到高雷诺数粘流，与 N-S 方程的数值解和实验结果十分符合。有趣的是，即使把管道流轴对称破裂理论搬来预测三角形机翼前缘涡破裂点经过后缘的迎角，与实验测得迎角误差也在 1°以下。是勋刚、林炳秋和张景镇分别在旋涡破裂的数值模拟、工程计算和实验研究方面作出过很好的工作。与轴对称破裂相比，人们现在对螺旋形旋涡破裂的认识仍然基于马晖扬等的孤立波理论[12]。

3 旋涡流动控制

广义地说，旋涡流动的主动控制（无论开路或闭路方式）一直处于流动控制的中心地位，近十年来是空气动力学最活跃的前沿领域。当一个特定的构型（例如机翼）在设计条件下已经很好地进行了优化以后，再引入主动涡控制可以进一步显著地改善非设计条件下的性能，扩展其工作范围。这种控制的实现在很大程度上取决于控制元件的发展以及对涡层和旋涡的稳定性和感受性的物理认识。该领域还远未成熟，但是极有前途，它属于 21 世纪的空气动力学。下面以分离控制、分离流控制以及尾涡控制为例来讨论。

分离控制的目的是推迟分离，使流动在尽可能大的迎角下保持附着。除传统的前后缘襟

翼外，一种新的有效、可靠的主动控制方法是施加局部激振，例如一个零质量射流或振荡元件的阵列，利用很小的输入功率来加强边界层分离点附近流体的动量。控制的效果可以使失速迎角推迟几度。虽然这种控制技术已经为人们所熟知，值得提到的是，20 世纪 90 年代中期起在西方十分热门的零质量射流，在 20 世纪 80 年代中即已被明晓在其博士论文中发现了。

当机翼迎角达到 20°～30°，出现混乱的大规模分离涡流以后，不可能再让流动变为附着的。此时，局部激振可以使流动变成周期性的，其频率锁定在强迫频率及其谐波上。这种分离流控制可以在时均的意义上更好地捕捉到翼面上的分离涡，使升力显著增加。吴建民于 20 世纪 80 年代提出了这一想法，然后由周明德和 Fernholz 首次用实验证实[21]。吴介之等[22]用数值模拟深入地阐明了分离流控制的物理机制，并确定了同时实现增升(达 70%)、减阻和降低抖振的最佳控制参数。该结果和美国 NASA 兰利研究中心独立进行的风洞实验符合得极好。进一步的实验研究表明，这种控制技术可以应用到具有尖前缘和中等后掠角的三维机翼。

虽然分离流的控制要比分离控制困难，但它仍比尾涡控制来得容易。后者经过三十多年的努力，至今仍是空气动力学中涡控制的一个挑战性难题。升力涡一旦离开后缘就变成有害的尾涡。削弱尾涡不仅可以缩短民用飞机相继起飞或着陆的间隔，还可以减弱军用飞机和潜艇的可探测信号。但是，现代大翼展飞机尾流中涡量高度集聚的流向涡极为顽强，很难加以改变。人们还要关心，削弱尾涡是否会损害产生升力的上游旋涡，因为升力涡和尾涡来自具有同一总环量的同一个旋涡系统。对这后一问题，第 1 节中的方程(3)和(5)表明：为了保持升力，只需确保所需要的涡量从翼面的生成率与尾涡是否持续无关。环量定理并不禁止将尾涡打碎成方向混乱的小尺度湍流涡团，像旋涡破裂那样；但拟涡能的耗散会大大加强。现在的问题是如何用机载装置尽早打碎尾涡。单单依靠长波不稳定性是不够的；2.1 节讨论的长波和短波不稳定性的联合作用给人们带来了新的希望，但这一机制是否能有效地实现尾涡控制还有待进一步的研究。

对上述三个例子而言，实现涡控制的难度依次增加。这体现了一个道理：涡量一旦从物体的表面产生并进入流体内部，它就遵循自已的演化规律发展，对它的控制就越发困难，尤其在有害的强集中涡业已形成之后。因此，涡控制的基本原则是越早越好，只要可行，边界涡量流(BVF)控制总是最好的选择。最近一个理想化的数值实验[9]证实，在失速迎角下削去前缘附近过强的升力涡量可以使翼型流态回到附着流，从而升阻比增大 30 倍。但是 BVF 控制意味着边界条件的改变，对一个固定的几何构型来说，这在目前的技术条件下还不很现实。有效的 BVF 控制应该和基于 BVF 的构型优化相结合。还应该进一步开发一些先进的技术，例如可动态变形的翼型[23]等。在无法实现 BVF 控制时，可退而求其次，在分离剪切层的根上施加控制，正如用局部激振控制流动分离和分离流那样。尾涡控制之所以困难，本质上是由于它是在涡量从翼面上产生之后很久、已演化成强集中涡后再设法控制。基于上述原则，看来应该将注意力和研究的重点从业已形成的尾涡尽可能地向上游移动。同样的道理也适用于前缘涡破裂的控制，区别在于前缘涡在离开后缘之前不断吸收经馈送涡面传来的新涡量，距其 BVF 根源要近一些。对这些控制的需求有可能导致崭新的机翼平面形状和机翼-机身-襟翼组合。

4 结语

在由 Prandtl、von Kármán、钱学森以及其他大师奠定的现代空气动力学的基础上，20 世纪的后半叶，由于计算机资源和实验技术的迅速发展，以及对十分复杂的旋涡流动物理机理的

认识深化，我们的空气动力学知识极大地丰富了，其中涡动力学做出了重要的贡献。21 世纪，人们将见证涡动力学的新发展及其对更加复杂的空气动力流动的认识、设计和控制的更富有成效的贡献。

20 世纪 80 年代一个新年的前夕，当钱老收到一本反映中国航空研究院成就的画册时，他指着一幅新研制的战斗机照片说："我们的空气动力设计还落后于世界先进水平。人家机翼的前缘是弯的，而我们的是直的"。钱老的意见是正确的。在新世纪之初，我们仍然缺乏有坚实物理基础的手段对三维机翼、直升机旋翼、舰船螺旋桨、风扇和其他更复杂的外形(如昆虫翅膀等)进行理性的空气动力诊断和优化设计。在这方面，基于涡量的空气动力学可望发挥更关键的作用。在新的世纪，旋涡流动控制一定能获得更大的发展，和更强有力的优化设计手段一起，它会改变整个传统的气动外形概念，导致一系列具有惊人优良性能的崭新构型，它们与今天的交通工具相比，就恰如协和号飞机比之莱特兄弟的飞机。

复杂流动空气动力学的发展急需对湍流有更好的理解和模化，而解决湍流问题是流体力学基础研究的一个伟大目标，其中的涡动力学问题也十分丰富，但超出本文范围。这里值得提到，最先在空气动力学中发展起来的涡动力学理论与方法，是深入认识和控制湍流小尺度涡结构的必要基础之一。在飞机诞生三十年后，G.I.Taylor 注意到涡的拉伸和耗散在湍流中的重要作用；在非轴对称涡丝的摄动理论和稳定性理论业已奠基，人们并着手研究涡破裂问题之后三十年，有关的理论和方法又在世纪之交的湍流涡结构研究中被重新导出、继承和推广。这充分表明，两个领域中的旋涡无论大小都遵循相同的规律，相关的研究工作会互相促进。在湍流统计理论中引人确定性的涡动力学的成果，将导致统计涡动力学的诞生。

参考文献

1 Tsien HS. Symmetrical Joukowsky airfoils in shear flow. Q.Appl. Math. 1943, 1: 130～148

2 Wu JC. Theory of aerodynamic force and moment in viscous flows. AIAA J. 1981, 19: 432～441

3 Lan SL, Sun M. Aerodynamic forces and flow structures of a wing in unsteady motions at low Reynolds numbers. Acta Mechanica 2001, 149: 1～13

4 Sun M, Hamdani H. High-lift generation mechanism by an airfoil in unsteady motion at Reynolds numbers. Acta Mechanica Sinica, 2001, 17: 97～114

5 吴介之．运动物体与涡量场相互作用的不可压理论：涡量场在物面的产生及其耗散．空气动力学学报 1986, 4:168～176

6 吴介之．运动物体与涡量场相互作用的不可压理论：涡量场对运动物体的作用力．空气动力学学报 1987, 5:22～30

7 Wu JZ, Wu JM. Interaction between a solid surface and a viscous compressible flow field. J. Fluid Mech. 1993, 254: 183～211

8 Wu JZ et al. Aerodynamic diagnostics and design based on boundary vorticity dynamics. AIAA Paper 99-3103. 1999

9 Zhu FL. Applications of boundary vorticity dynamics to flow simulation, airfoil design, and flow control. Ph.D. Thesis. 2000. University of Tennessee, Knoxville

10 Wang CM, Wu JC. Numerical solution of Navier-Stokes problems using integral representation with series expansion. AIAA J. 1986, 24: 1305～1312

11 Wu JZ et al. Dynamic vorticity condition: Theoretical analysis and numerical implementation. Intern. J. Numer. Methods Fluids 1994, 19: 905～938

12 吴介之，马晖扬，周明德．涡动力学引论．北京：高等教育出版社，1994

13 Eloy C, Dizès SL. Three-dimensional instability of Burgers and Lamb-Oseen vortices in a strain field. J.Fluid Mech. 1999,

378: 145～166

14 Ting L, Tung C. Motion and decay of a vortex in a nonuniform stream. Phys. Fluids, 1965, 8: 1039～1051

15 Williams CHK, Leweke T, and Miller GD. Fundamental instability in spatially developing wing wakes and temporally developing vortex pairs. In Turbulence Structure and Vortex Dynamics, J.C.R. Hunt and J.C. Vassilicos (ed), Cambridge Univ. Press, 2000, 83～103

16 Saffman PG. Vortex Dynamics. New York: Cambridge University Press, 1992

17 Zhu FL, Yin XY, Wu JZ. Short-wave instability of strained swirling vortex. AIAA 99-0139. 1999

18 Novak F, Sarpkaya T. Turbulent vortex breakdown at high Reynolds number. AIAA 99-0135. 1999

19 Melville R and MacCormack R W. Free vortex burst simulations with compressible flow. AIAA 96-0805. 1996

20 Wang S and Rusak Z. The dynamics of a swirling flow in a pipe and transition to axisymmetric vortex breakdown. J. Fluid Mech. 1998, 376: 183～219

21 Zhou MD, Fernholz HH, Ma HY, Wu JZ, Wu JM. Vortex capture by a two-dimensional airfoil with a small oscillating leading-edge flap. AIAA 93-3266, 1993

22 Wu JZ, Lu XY, Denny AG, Fan M, Wu JM. Post-stall control on an airfoil by local unsteady forcing. J. Fluid Mech, 1998, 311: 29～58

23 Chandrasenktara MS, Wilder MC, Carr LW. Unsteady stall control using dynamically deforming airfoil. AIAA J, 1998, 36: 1792～1800

气体动力学[①]中激波的计算

吴子牛

（清华大学工程力学系，北京　100084）

摘要　气体动力学中的激波的计算方法研究构成了近四十年计算流体力学研究的核心，导致了激波捕获法的产生、发展和成熟。然而，即使对于一维问题，还有一系列问题有待解决，如激波与网格界面的干扰问题、动量峰值问题、数值振荡问题。本文综合讨论气体动力学中的激波、激波的计算方法、面临的一些问题和部分解决途径。

关键词　气体动力学，激波，激波捕获法

1　气体中的激波

虽然气体动力学(gasdynamics)一词到1927年才出现[1]，它所重点研究的激波在一百多年前就引起了广泛的兴趣。激波是一种具有有限振幅的力学波动，当气体急剧压缩时会产生。在静止气体中它以超过声速的速度传播(从而在固定于激波的参照系中，波前气体为超声速流动)，具有陡峭的波面(穿越波面物理参数急剧变化)和强非线性特性。宏观上激波可以理解为物理参数的间断面，间断面前后(波前波后)物理参数有跳跃。微观上激波又具有一定的厚度，在激波内部有一系列的粘性耗散、热传导和非平衡物理过程，激波厚度决定于波前平衡态气体达到波后平衡态气体所需要的距离(对于单原子气体，激波厚度为几个分子平均自由程；对于多原子气体，由于存在分子转动和振动，需要更大的距离才能达到平衡，从而激波厚度更大)。但波前和波后的状态(包括激波的速度)关系式完全由宏观的质量、动量与(绝热状态下的)能量守恒决定。

激波首先是一种自然现象。Earnshaw[2]发现雷电的超声速传播现象，即雷的响声传播速度快于声速，发表了有限振幅声波理论。雷电实际上导致了激波的产生，在静止空气中以超声速传播。自然界中的激波远远不止这些，伴随激波产生的还有陨石坠落、火山喷发、太阳风等等。

人工激波是伴随科技文明出现的。中国人发明的火药为爆炸物产生激波提供了早期手段。枪炮在爆炸气体喷出枪(炮)管一瞬间便产生了激波。2001年7月13日晚北京获得申奥成功的时刻，北京人也许会用首枚礼花弹响声和闪光的时间差乘以声速获得其与中华世纪坛的距离，虽然这对于普通老百姓已经足够精确，但实际上礼花弹爆炸瞬间产生了激波，在一段距离中以超过声速的速度传播，因此老百姓必然会低估他们感兴趣的距离。电火花也是人工产生激波的例子，射出的子弹、超声速(实际上跨声速)飞机、运载火箭和导弹周围有激波产生，让人心寒的恐怕是原子弹爆炸产生的激波。激波有时有用处，有时需要避免。

---

① 钱学森先生20世纪40年代左右对气体动力学的贡献出现在几乎所有的经典流体力学、空气动力学和气体动力学书籍中。本文介绍20世纪40年代计算机出现后才发展的气体动力学激波问题的计算，给钱先生九十寿诞献礼。

除了气体中有激波外,液体、固体和等离子体中均可出现激波。宇宙大爆炸可以理解为真空中产生了激波,地震在固体中产生激波,医学中用聚焦的激波粉碎胆结石,用强激波还可以将石墨变为人造钻石。

激波一词首先由 Toepler 于 1864 年提出[2],当时出现过许多种任意称呼,如压缩波、表面间断、正波等等。尽管如此,在 20 世纪 60 年代的百科全书中还很难找到激波一词的定义,经过数代人的不懈努力和长久的争论,激波已经有了成熟的理论并成为了一门方兴未艾的学科[2]。

为了方便,考虑完全气体。气体动力学中的欧拉方程为 $W_t + F(W)_x = 0$,这里 $W = (\rho, \rho u, \rho E)^{Tr}$称为守恒变量,$F(W) = (\rho u, \rho uu + p, \rho u(E + p/\rho))^{Tr}$为通量函数($\rho$ 为密度;u 为质点速度;$p = (\gamma - 1)\rho(E - u^2/2)$为压强;$E$ 为总能、γ 为比热比)。欧拉方程属于非线性守恒双曲型方程,其解一般为弱解,可以包含间断解(如激波)。双曲性指通量函数的雅可比矩阵 $C(W) = \mathrm{d}F(W)/\mathrm{d}W$ 的所有特征值为实数而且可以对角化。对于欧拉方程,恰巧有 $F(W) = CW$。所谓弱解,就是在光滑处解满足原偏微分方程,在间断处满足 Rankine-Hugoniot(R-H)关系式,连接激波前后状态 W_L 和 W_R 的 R-H 关系式可以写成 $F(W_R) - F(W_L) = s(W_R - W_L)$,这里 s 为激波的运动速度。

激波是一种间断,前后状态满足 R-H 关系式。如果给定的初始条件为不满足 R-H 关系式的任意间断 W_L/W_R,则定义了一个黎曼问题。黎曼问题的解一般由激波、稀疏波(具有第二类间断的等熵自相似解)和接触间断(压强和速度连续、密度不连续,在二维和三维情况分别称为滑移线和滑移面)组成(也可能包括真空)。

质点穿过激波时熵必须增加(热力学第二定律),这也是一维激波的稳定性条件和解的唯一性条件。该条件在数学上有许多种表述方式。

马赫数条件:定义马赫数 $Ma = u/a$ 和相对马赫数 $m = (u - s)/a$,这里 $a = \sqrt{\gamma p/\rho}$为声速,则熵条件为 $m_L > 1, m_R < 1$ 或 $m_L > -1, m_R < -1$。

特征值反号条件(Lax 熵条件):如果雅可比矩阵有一个特征值 λ 满足$(\lambda_L - s)(\lambda_R - s) < 0$,则熵条件满足。该特征值也称为激波特征值,为 $\lambda = u - \mathrm{sign}(u)a$。

激波速度条件:这是本文新导的条件,只考虑向右运动的激波。如果激波速度满足 $0 < s < a_L \max(M_L - 1, 0)$或 $a_L(M_L + \sqrt{(\gamma - 1)/2\gamma}) < s < a_L(M_L + 1)$,则熵条件满足。

2 激波捕获法简述

计算流体力学的方法研究涉及一系列的诸如通量函数处理(Flux-Difference splitting, Flux-Vector splitting)、插值方式(Piecewise constant, MUSCL, ENO 等)或差分方法(Central differencing, upwind differences; explicit differences, implicit or compact differences and super-compact differences 等)、时间积分(Linear Multistep, Runge-Kutta, Taylor expansion 等)、隐式方法的求解方式(LU, ADI, Gauss-Seidel 等)、整体离散(Finite-volume, finite-difference, finite-element, spectral 等)、网格类型(Structured, unstructured, Cartesian, gridless 等)、坐标架构(Eulerian, Lagrangian, Unified coordinate system 等)和处理方式(Parallel, sequential; multidomain, single domain 等)等等,更详细的讨论可以参阅文献[3]。一位资深的计算流体力学专家被问及他采用什么算法时,他会不知道如何简练回答,因为严谨的回答涉及上述概念的一大

堆。

构造计算方法从时空项的处理顺序上可以分为三类:最流行的方法是空间优先法,先空间离散,得出相对时间的常微分系统,然后用线性多步法(显示或隐式)或龙格-库塔法求解;第二种方法是时间优先法,先时间离散,再进行空间离散(如著名的 Lax-Wendroff 方法);另一种是同时离散法(如 Lerat 的混合方法)。不同方法也可能导致同一格式。下面只介绍空间优先法。由于第二步时间离散法与传统的常微分方程没有区别,所以只就空间离散格式(半离散格式)介绍。

能自动算出激波的方法是激波捕获法(激波镶嵌法需要判断激波位置并且局部应用 R-H 条件),其一般形式为守恒形式

$$\frac{\mathrm{d}W_j}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{h}(F_{j+1/2} - F_{j-1/2}) \tag{1}$$

这里 W_j 是网格单元中点 $x_j = c + jh$(h 为空间步长,c 为某一常数)上的数值解,$F_{j+1/2} = F_{j+1/2}(W_{j-l+1}, \cdots, W_j, \cdots, W_{j+r})$为数值通量函数(对于 $l+r+1$ 点格式),与通量函数 $F(W)$相容即 $F_{j+1/2}(W, \cdots, W, \cdots, W) = F(W)$。Lax & Wendroff (1960)证明,如果守恒格式(1)的解在 $h \to 0$ 时收敛,则解必收敛到原偏微分方程的弱解。Wu(1999)证明,对于有限尺寸的网格,守恒格式在激波附近等价于 R-H 激波关系式。Wu(2001)还证明,对于任何选定的对角化矩阵 L 和 L^{-1}和任一守恒格式,存在唯一的数值粘性矩阵 $Q_{j+1/2} = L\Lambda L^{-1}$,使得 $F_{j+1/2} = (F(W_j) + F(W_{j+1}))/2 + Q_{j+1/2}(W_j - W_{j+1})/2$。这里对角矩阵 Λ 必须为非负矩阵,才可能使格式稳定。

数值通量的构造是构造计算方法的关键。对于每个网格单元边界 $x_{j+1/2}$,先找出其左右状态 $W^{(L)}_{j+1/2}$和 $W^{(R)}_{j+1/2}$(也可以找出左右通量函数)。左右状态一般通过插值获得,如分段常数插值($W^{(L)}_{j+1/2} = W_j$ 和 $W^{(R)}_{j+1/2} = W_{j+1}$);MUSCL(Monotonic Upstream Scheme for Conservation Laws)插值(即采用带限制器的线性插值);分段抛物插值;ENO(essentially non-oscillatory)插值等等。构造数值通量主要有如下方法(在不同时期称呼可能不一样)。

通量差分裂方法(Flux-difference splitting)。将通量差 $\mathrm{d}F_{j+1/2}$按波的传播方向分裂成向左和向右传播的部分 $\mathrm{d}F_{j+1/2} = \mathrm{d}F^{\leftarrow}_{j+1/2} + \mathrm{d}F^{\rightarrow}_{j+1/2}$,于是,每个网格点处解的变化来自于左边界向右传播的波 $\mathrm{d}F^{\rightarrow}_{j-1/2}$和右边界向左传播的波 $\mathrm{d}F^{\leftarrow}_{j+1/2}$,于是格式为 $\mathrm{d}W_j/\mathrm{d}t = -(\mathrm{d}F^{\rightarrow}_{j-1/2} + \mathrm{d}F^{\leftarrow}_{j+1/2})/h$。例如,将通量差写成 $\mathrm{d}F_{j+1/2} = B(W^{(R)}_{j+1/2} - W^{(L)}_{j+1/2})$($B$ 为矩阵),一旦用某种考虑选取了 B,就可以把它按特征值正负分解成正部 B^+和负部 B^-,从而有 $\mathrm{d}F^{\rightarrow}_{j-1/2} = B^+(W^{(R)}_{j-1/2} - W^{(L)}_{j-1/2})$和 $\mathrm{d}F^{\leftarrow}_{j+1/2} = B^-(W^{(R)}_{j+1/2} - W^{(L)}_{j+1/2})$。如果令 B 为 Roe 矩阵 $A^{(Roe)}$,那么便得到著名的 Roe 格式①。其实 Roe 格式的原始构造有其深刻的物理背景。20 世纪 50 年代,Godunov 利用黎曼问题的精确解构造的计算方法最集中地融入了可压缩流动的物理本质,这就是计算流体力学中划时代的 Godunov 方法(计算流体力学界口头谣传,该方法是在苏联军方军令下达 6 个月完成的任务)。Gudunov 假设流动解可以用一系列的分段常数解组成,从而间断解可以被精确地捕获。两个相邻的常数解的界面(与网格单元的界面重合)定义了一个经典的黎曼问题,用解析方法求解黎曼问题,就可以获得新时刻的解。将新时刻的解进行重构(重构造的

---

① Roe 矩阵满足关系式 $F(W^{(R)}) - F(W^{(L)}) = A^{(Roe)}(W^{(R)} - W^{(L)})$,可以证明,Roe 格式的数值通量可以写成 $F_{j+1/2} = (F(W^{(R)}_{j+1/2}) + F(W^{(L)}_{j+1/2}))/2 - A^{(Roe)}_{j+1/2}(W^{(R)}_{j+1/2} - W^{(L)}_{j+1/2})$。

精度决定了格式的精度),构造新的分段常数解,再对每个界面求新的黎曼问题,就可以将求解过程继续下去。原始的 Godunov 方法具有计算量大和数值耗散严重等缺点。数值耗散的作用是将陡峭的激波给磨平了,从而本来应该分辨在一两个网格点上的激波被分辨在多个网格点上。但 Godunov 方法还是构成现代激波捕获法的基础。为了克服 Godunov 方法的缺陷,发展了近似黎曼算子。例如,对于每个黎曼问题,将欧拉方程采用局部线性化处理,便可以简单求解黎曼问题,这就是 Roe 方法,对于定常激波它可以给出精确解。基于解黎曼问题或近似黎曼问题的方法也称为黎曼算子方法。因此黎曼算子法实际上属于通量差分裂方法。

矢通量分裂方法(Flux-vector splitting)。先将矢通量 F 按其雅可比矩阵的特征值进行分裂 $F=F^{+}+F^{-}$,然后采用迎风处理,即对正负部分和分别采用左侧差分(因为波向右传播)和右侧差分(因为波向左传播)。例如可以按 $F=AW=A^{+}W+A^{-}W$ 进行分裂,数值通量可以写成 $F_{j+1/2}=F^{+}(W_{j+1/2}^{(L)})+F^{-}(W_{j+1/2}^{(R)})$,即网格边界左(右)边的状态通过正(负)特征值向右(左)传播至边界。但这种分裂是不唯一的。也可以将通量函数预分裂成对流部分和声学部分,对不同部分采用不同分裂方式。在这类方法中经常听到 Steger-Warming 分裂, Van Leer 分裂,AUSM 即 Liou M.S. 分裂等。

无分裂方法。这又包含许多子类,例如,中心类格式(中心差分加内含或人工数值粘性),如 Lax-Wendroff 类格式,Jameson 格式,Lax-Friedrich 格式等等;通量修正格式(FCT); 时空守恒元格式,还有一些其他格式。

从双曲系统中波传播方向的体现程度,又可以把格式分为迎风型格式(如矢通量分裂和通量差分裂)和中心类格式(如 Lax-Wendroff 格式, Jameson 格式)。中心类格式不管波来自何方,都采用二阶或更高阶的中心差分。迎风类格式依据不同分量的传播方向,分别采用左侧差分或右侧差分。除 Lax-Friedrich 格式外,中心格式一般具有二阶以上的精度,并且在计算激波时,往往会出现所谓的 Gibbs 效应(数值振荡),即在激波附近好像叠加了一个谐波,出现了一系列的新的极值点。一阶迎风格式对于标量方程可以避免数值振荡,但计算的激波并不陡峭,往往分辨在好几个网格点上。后来发展的高分辨率格式克服了这些缺点。高分辨率格式满足三个条件:①在解光滑区域,格式具有至少二阶精度;②数值激波分辨在二至三个网格点内;③在激波附近没有数值振荡或数值振荡可以控制在很小的幅度内。

常常听到 TVD(总变差减小)和 ENO(基本无振荡)等概念。TVD 格式至少对标量方程保持不出现新的极值点(从而无振荡)。例如,在 MUSCL 处理中,线性插值可能导致新的极值点出现,于是需要对插值函数的斜率采取限制(限制器),以避免新的极值点出现。一阶迎风格式(包括矢通量与通量差分裂)属于 TVD 格式,许多带限制器的 MUSCL 插值加矢通量或通量差分裂是 TVD 格式(此时在解光滑区是二阶精度,在极值点可能退化为一阶精度)、也是高分辨率格式。因此 TVD 不是一种格式,而是指一类格式即所有满足总变差减小的格式。

到了 20 世纪末,人们直接用玻耳兹曼方程或其低阶展开(如 BGK 方程)构造数值通量或计算方法,出现了一系列的玻耳兹曼方法(Boltzmann scheme)、动力学方法(gas-kinetic scheme)和格子气(lattice-gas scheme)方法,为计算流体力学方法研究带来了革命性变化,国内外的中国学者在这一方面处于领先水平。

3 激波捕获法面临的挑战

计算含有激波的流动问题是计算方法一直面临的挑战,因为激波问题是强非线性问题,计

算方法要求尽可能多地体现激波的物理本质。当20世纪80年代高分辨率格式研究处于成熟时,便有学者指出,计算流体力学已有的方法已经能解决所有问题了。但是,一系列研究表明,已有的计算方法计算激波时,还面临一系列的无法解决的困难,可以列举下面一些问题。

①慢激波穿越网格界面的守恒问题。

②动量峰值问题(momentum spike)。

③激波后数值振荡问题(post-shock oscillations)。

④膨胀激波问题(expansion shock waves),一般出现在声速点,因此也称声速点顽疾(Sonic glitch)。

⑤负内能问题(negative internal energies)。

⑥红斑问题(carbuncle phenomenon)。

⑦壁面过热问题(Wall over-heating)。

⑧马赫杆扭曲问题(kinked Mach stems)。

⑨齐偶网格点失耦问题(odd-even decoupling)。

⑩启动误差问题(Starting error)。

以上大部分问题在文献[4]中已有讨论,之后有些问题研究有了一些新的进展,许多问题一直被认为是数值问题,后来发现,某些现象实际上有物理背景。这里以红斑问题为例来说明。红斑问题,就是计算激波时,本来物理激波是直的,但随着计算的推移,激波变得弯弯曲曲,最后不成样子。首先,人们给出各种解释,并且归类一些此种现象不存在的格式或条件,或者把它归结为数值不稳定性。最近,Robinet 等人[5]通过理论分析发现,当来流马赫数正好等于2时,激波是物理不稳定的(对于二维扰动不稳定)。这一不稳定现象以前没有被发现过,那么,为什么对于马赫数不等于2,也可能出现红斑现象呢?原来,数值方法的磨平效应和数值振荡效应,使得即使来流马赫数不等于2,在局部也可能出现等于2的时候,这样不稳定被激发的流动条件就宽多了,因此,人们避免红斑现象所做的一切努力都得重来。当来流马赫数等于2时,计算必须给出红斑;当不等于2时,要避免红斑现象,这无疑又给计算方法研究提供了新的课题。

前三个问题(即穿越分区边界的问题、动量峰值问题和数值振荡问题)实际上是一维问题,有时也称为慢激波问题。本文作者在这方面取得了一些进展,下面介绍主要研究结果。有关慢激波穿越分区边界的详细讨论见文献[6, 7],部分讨论也可参见文献[3]第5章。有关动量峰值问题和数值振荡问题的前期研究可以参阅文献[8]。

慢激波穿越分区边界的问题。计算流体力学中一类重要几何处理方法就是分区计算方法,即将整体区域分裂为有限个区域,最实用的是覆盖分区算法。在每一子区求解,各区之间的信息交换通过插值实现。插值是有误差的,带来一系列的稳定性、守恒性、解的唯一性问题[3]。尤其是有激波穿越分区界面时,守恒问题特别突出。研究发现,如果采用数值粘性较小的格式和非守恒插值,那么慢激波无法穿越分区界面。进一步理论研究表明,如果格式的数值粘性在激波内不小于一阶 Roe 格式的数值粘性,那么即使采用非守恒插值,激波也能穿越分区界面。

动量峰值问题。欧拉方程所描述的激波是不存在动量峰值的,但用 Roe 格式计算的动量存在峰值(图1),过去有许多种解释[8]。我们通过严格分析,得出如下新的结论:①峰值现象不仅属于动量(即质量流量),同时也属于动量流量和能量流量,因此属于更一般的通量峰值问题;②只有在激波的速度小到能使激波特征值在激波前后反号时,才存在动量峰值(例如,对于

较快的激波,动量峰值消失,见图 2),更详细的介绍见文献[9]。

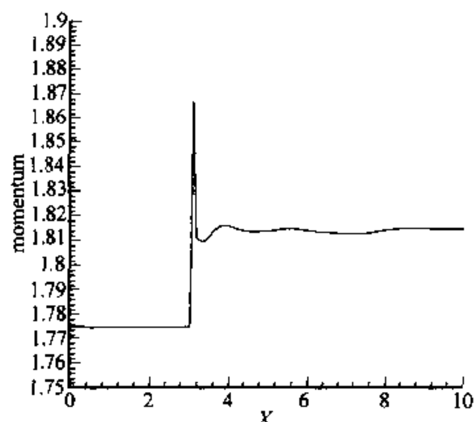


图 1 在激波内出现峰值($Ma=1.5$, $s=0.05$)

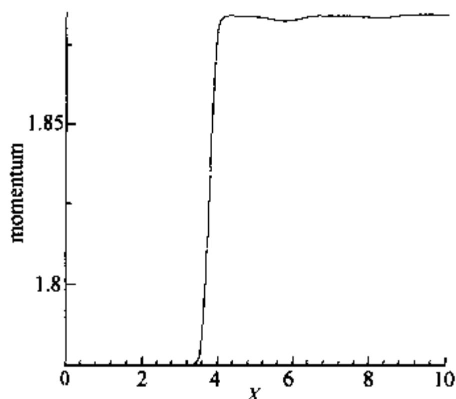


图 2 在激波内无峰值($Ma=1.5$, $s=0.4$)

数值振荡问题。对于标量方程,一阶迎风格式计算的间断是没有数值振荡的。所有的高分辨率格式的 TVD 特性也是针对标量方程建立的。但气体动力学的方程是系统方程,针对标量方程构造的方法通过特征分裂直接推广到了系统方程。由于欧拉方程是非线性方程,标量格式的 TVD 特性到了系统方程不存在了,至少部分失去了。图 3 给出了 Roe 格式(属于一阶迎风格式)的计算结果,很明显存在波后数值振荡。这种数值振荡幅度一般为激波强度的百分之一量级(徐坤等从理论上估算出了振荡幅度[8]);振荡波波长近似等于 $h\lambda/s$, 这里 λ 为波前激波特征值的绝对值。这种数值振荡虽然可以认为小到可以接受,但如果要考虑激波与声波(一般比激波强度小 3~4 个量级)的干扰,那么就无法忽略了。过去认为这一困难无法解决,除非采用数值耗散极强的格式(如 Lax-Friedrichs 格式),但那样精度就降低,更无法计算需要精度极高的声波问题了。Xu 等[8]认为只有采用激波跟踪法才能解决这一问题。Hui 等[10]认为是慢激波现象,因此利用 Hui 的统一坐标系统,将慢激波自动变为快激波,加上采用自适应 Godunov 方法和直接求解熵方程,便较好地解决了这一问题[8]。我们考虑到 Roe 格式对于定常激波能给出精确解,引入运动坐标,使得在运动坐标中激波速度为零,这样从另一个极端解决了这一问题(图 4)。更详细的讨论见文献[9]。

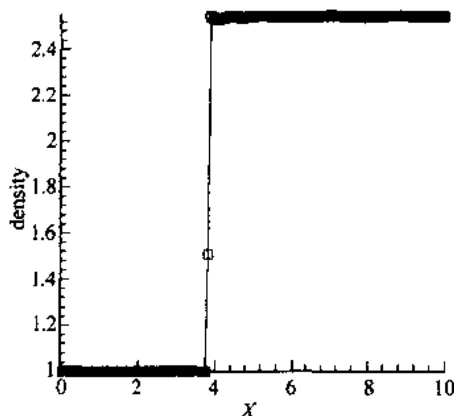


图 3 静止坐标系中计算的激波($Ma=2$, $s=0.1$)

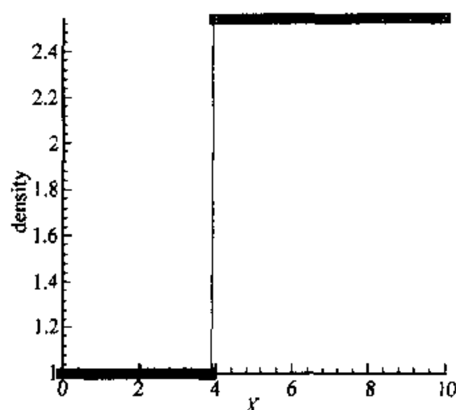


图 4 运动坐标系(固定于激波上)中计算的激波($Ma=2$, $s=0.1$)

致谢与致歉 本文部分内容获得国家自然科学基金杰出青年基金资助(10025210),本文是作者在极短时间内仓促完成的,文中一定存在不少失误和不妥,在此向读者致歉。

参考文献

1 Ackeret J. Gasdynamik. In Handbuch der Physik Ⅶ, H. Geiger and K. Scheel, eds., Springer Berlin, 1927, 289～342

2 Ben-dor G, Igra O, Elperin T. Handbook of Shock Waves, Academic Press, 2001

3 吴子牛．计算流体力学基本原理．北京:科学出版社, 2001

4 Quirk JJ. A contribution to the great Riemann solver debate. Computers and Fluids, 1994, 18: 555～574.

5 Robinet J.-Ch, Gressier J, Casalis G, et al. Shock wave instability and the carbuncle phenomenon: some instrinsic origin? Journal of Fluid Mechanics, 2000, 417: 237－263.

6 Wu ZN. Steady and unsteady shock waves on overlapping grid. SIAM Journal on Scientific Computing, 1999, 20: 1851～1874.

7 Wu ZN. Transmission of a slow shock wave across a nonconservative interface. Journal of Computational Physics, 2001 (in press)

8 Xu K, Hu JS. Projection Dynamics in Godunov-Type schemes. Journal of Computational Physics, 1998, 142: 412～427.

9 Wu ZN. Slow shock waves in gas dynamics and in CFD, 2001 (preprint)

10 Hui WH, Koudriakov S. On wall heating and other computational difficulties on shock capturing methods, 2001 (preprint)

工程结构风致振动现场实测

余永生　毕卫涛　梁彬　朱凤荣　张伯寅　魏庆鼎
（北京大学湍流与复杂系统研究国家重点实验室，北京　100871）

摘要　应用热线风速仪与叶轮风速仪测量了天津保税区门标结构现场的风速，得到了现场大气湍流的平均风速、湍流度、风谱、积分尺度等统计量；应用望远摄像技术记录了门标结构风致振动的时间历程图像，通过图像处理和几何变换，得到了观测点纵向和横向的振动参数。

关键词　结构风振，现场实测，风工程

引　言

具有高度艺术形象的天津港保税区门区标志结构（以下简称为“门标结构”或“门标”），建成于1998年（图1）。门标结构中央为高50m的镶有“天津保税区”五个大字的镂空塔架，两侧各有一条带有许多美丽风帆的钢制框架，好似两条昂首的游龙，矗立在天津港保税区入口处大道北侧，显示出天津港经济腾飞、欣欣向荣的景象。天津港地处华北平原东北部渤海之滨，既受海洋季风影响又受大陆季风影响，门标结构处的最高风速可达十一级以上。为了校核门标结构的抗风特性，需要实地测量该结构的风致振动情况，特别是龙形钢架自由端最前部（称为龙头）的振幅和频率。



图1　天津港保税区门区标志结构

通常，测量建筑物与结构物上某处风振的振幅和频率的方法主要有：

（1）加速度计测量法。即在测量点安装加速度计（根据振动的维数安装相应维数的加速度计），应用加速度计的信号计算该点的振幅矢量和振动周期等振动参数。

（2）激光测量法。应用激光定位法获得位移时序信号，通过信号的处理获得该点的振动信

息。

这些方法各有其长,但对于难于安装测量仪器的被测体来说都有极大的麻烦。天津港保税区门区标志结构的龙形钢架高达25m,在空间呈S形,最高的龙头部分伸向繁华道路中央,给测量带来很大困难。针对这种情况,实测中采用了一种新的测量技术,称之为望远摄像-图像处理方法。用这种技术简便、成功地测量了门标结构龙头参考点的风致振动数据。本文介绍该望远摄像-图像处理技术及其测量结果。

1 测量装置

1.1 热线风速仪与叶轮风速仪

使用热线风速仪和叶轮风速仪测量风速。热线风速仪是TSI1050A型单通道恒温热线风速仪。叶轮风速仪是一种带有固磁式两向交流电机的小风扇,在受风吹动时输出交流电压信号。两者相比,热线风速仪具有高达100kHz的频率响应特性,但对使用条件要求较高;叶轮风速仪只有0.3Hz左右的频率响应特性,但抗干扰性强,适合在现场使用。实测中,主要使用了叶轮风速仪,热线风速仪仅用于观测风谱的高频部分。风速仪的信号通过A/D变换器由计算机记录。

1.2 望远摄像系统

该系统由天文望远镜、摄像头和录像机组成。天文望远镜采用金都F900型;摄像头为松下WV-CP410型,分辨率为480×640;录像机为松下WV-SD50型。测量时该系统安装在不受风影响的地面观测室内。

2 数据处理方法

2.1 风速信号处理

叶轮风速仪输出电压的振幅和频率都与风速相关。频率-风速特性对电噪声的抗干扰性更强,处理时利用了这种特性。某一时刻电压信号的频率可以通过对包含该时刻的短时间间隔内的电压信号进行离散傅里叶变换得到,然后由标定曲线得出速度大小。时间间隔的选择需同时考虑到时域和频域的分辨率,处理中取为1s,相比于叶轮风速仪的频响是一个合适的选择。

对风速信号采用了通用的湍流数据统计方法进行处理,得到了大气湍流的平均风速、湍流度、风谱和积分尺度等统计信息。

2.2 摄像记录的处理

摄像记录系统的测量示意图见图2,通过它来得到门标参考点运动的图像记录。参考点选取为门标结构龙形钢架振幅最大的头部。该龙形钢架的几何结构形式决定了参考点的运动主要集中在面向正南的竖直平面(图2中Pr)内,实际观测也证实了这一点。对图像记录进行处理可以得到门标参考点在监视器(图2中Pm)上的位移(观测位移),继而通过几何变换转化为门标参考点的实际位移。由实际位移到观测位移的变换可以分解为一个比例放大和一个由运动平面到测量平面上的投影。比例放大系数可以通过一个参考物的实际特征长度与它在摄像屏幕上的特征长度的比值确定。投影关系则由望远镜轴线与运动平面之间的空间几何关

系确定。

2.2.1 图像处理

将望远摄像系统得到的参考点的运动影像通过图像采集卡转化为数字信号经计算机进行分析处理。处理过程分为边缘检测和相关分析两个步骤。第一步,在前一帧图像中选定具有合适大小和位置的诊断区,再根据参考点运动的剧烈程度确定后一帧图像中的搜索区。采用小波技术对该诊断区和搜索区的图像进行边缘检测,得到两幅轮廓线图;第二步,对诊断区和搜索区的轮廓线图作相关分析,对应于最大相关的诊断区的位移可以认为是参考点在前后两帧图像中的位移。选取轮廓线来作相关,能够极大地提高计算的准确性和稳定性。用于提取轮廓线的小波图像边缘检测方法,其原理是通过在各个尺度上平滑该信号,由平滑后信号的一阶或二阶微商值来检测信号的突变点。由于小波所具有的多尺度特征和快速算法,该检测方法在实践中被证明是非常有效的。这些是这种图像处理方法的优点所在。

2.2.2 平面投影的几何关系

运动平面与测量平面的几何投影关系如图3所示,$A \sim H$ 计8个顶点构成了一个长方体,长方体的各边边长由实测得到。图中B点为摄像头所在位置,H点为参考点所在位置,望远

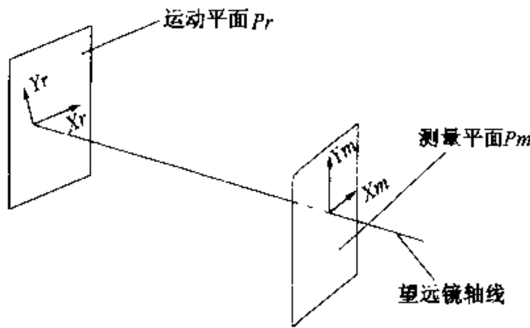


图2 测量方位示意图

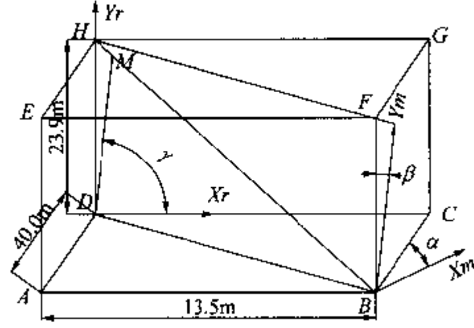


图3 运动平面与测量平面的几何投影关系

镜轴线沿$\overline{BH}$方向。平面 $ABCD$ 是水平面,平面 $CGHD$ 既是竖直平面,又是参考点的运动平面。Xr、Yr 是运动平面水平和竖直方向的坐标轴,Xm、Ym 是测量平面水平和竖直方向的坐标轴。摄像头相对于望远镜轴线是平放,即 Xm 在水平面$ABCD$ 内且 $Xm \perp \overline{BD}$;Ym 在平面 $BFHD$ 内且 $Ym \perp \overline{BH}$。M 在$\overline{BH}$上并且$\overline{DM} /\!/ Ym$。设比例放大系数为 $K(\mathrm{Pix}/m)$,则运动平面内的水平位移 Lx_r、竖直位移 Ly_r 与测量平面内的水平位移 Lx_m、竖直位移 Ly_m 之间的关系为

$$Lx_m = K \times Lx_r \times \sin\alpha \tag{1}$$

$$Ly_m = K \times Ly_r \times \cos\beta + K \times Lx_r \times \cos\gamma \tag{2}$$

其中 α、β、γ 可由实测的长方体三边边长得到。

2.2.3 比例放大系数 K 的确定

选取门标结构塔尖上的一个螺钉作为参考物(图4)。螺钉头部的六个顶点构成了一个正六边形,在望远摄像系统中经过比例放大和平面投影后变为观测到的中心对称斜六边形。

在图5中 $abcdef$ 为螺钉表面正六边形的原始形状,经过比例放大后成为正六边形 $ABCDEF$,再投影后成为六边形 $A'B'C'D'E'F'$,也就是监视器上看到的图像。比例放大系数 $K = \dfrac{\overline{AB}}{\overline{ab}}$,其中$\overline{ab}$已知,$\overline{AB}$需要由六边形$A'B'C'D'E'F'$求得。

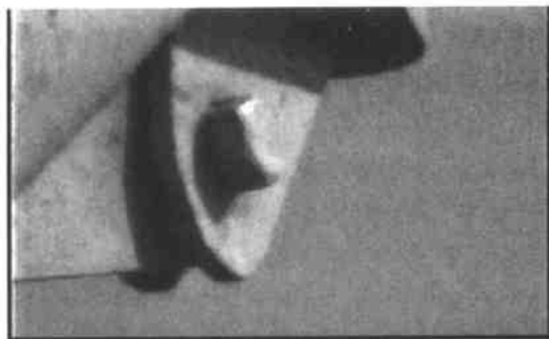


图 4　参考螺钉在摄像机监视器上的图像

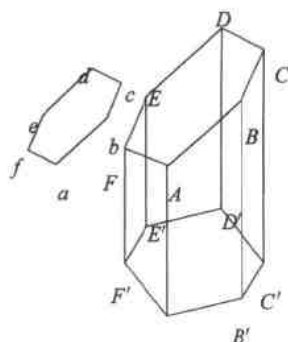


图 5　螺钉表面正六边形的平面投影

图 5 中 $AA' \sim FF'$ 六条直线构成一个棱柱，任一个平面截这个棱柱都可以得到一个六边形，其中过棱柱上某一点的正六边形是唯一的。数据处理中变换斜截平面的方位角，搜索出所求的正六边形 $ABCDEF$ 。

至此能得到参考点的纵向与横向的实际位移，用于风振的统计分析。

3　测量结果

风速与风向测量

图 6 给出了由叶轮风速仪测量的总时 1 小时的风速脉动时间序列。风速的统计量见表 1。

表 1　风速的统计结果

平均风速 $\overline{U}$	10min 平均最大风速 $\overline{U}_{10m}$	瞬时极值风速 u_{max}	湍流度 ε	湍流积分尺度 L	风向
5.89m/s	6.78m/s	10.54m/s	23.6%	296m	西南

图 7 为风速的功率谱曲线，同时给出了 Karman 谱的结果。与 Karman 谱相比，测量的现场大气湍流的风谱低频部分要高一些。高频部分没有保持 −2/3 的衰减率，是受到叶轮风速仪的低频响所限，这一点可以由热线的测量结果得到证实。

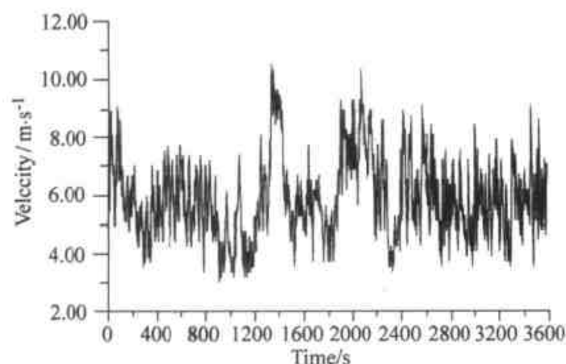


图 6　风速-时间曲线

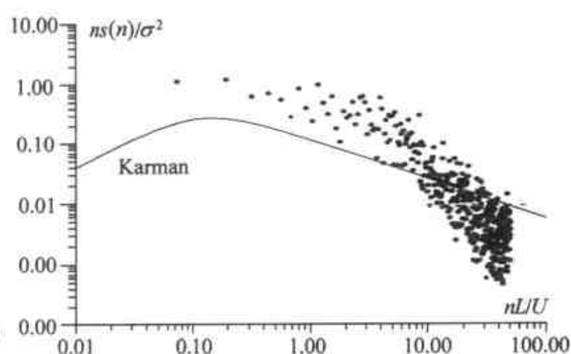


图 7　风谱曲线

图 8 给出了参考点 1 小时内的运动范围。图中每个黑点代表某一时刻参考点相对于平均位置的位移。图 9 是参考点水平方向振动随时间的变化情况，其局部放大如图 10 所示。由图

9、图 10 可知，参考点的运动中包含两种主要的运动形式，一种是以特征频率所作的高频振动，另一种是广谱的低频脉动。从风振的位移谱（图 11）可以更清楚地看到这一点。在频率为 0.8、1.1Hz 附近，功率谱有明显的尖峰，这对应于门标结构龙形框架的固有频率。

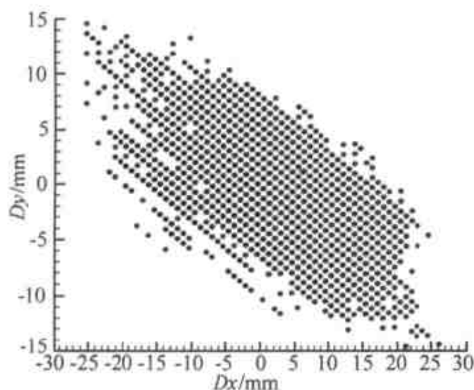


图 8　参考点纵横向运动轨迹

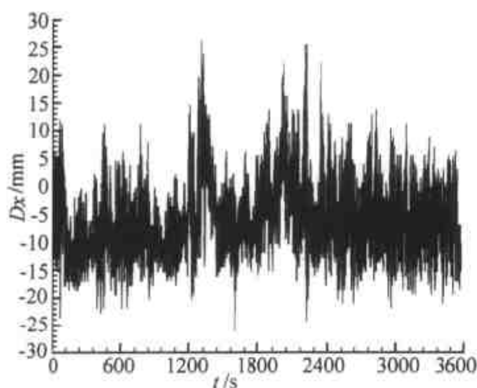


图 9　参考点水平位移随时间的变化

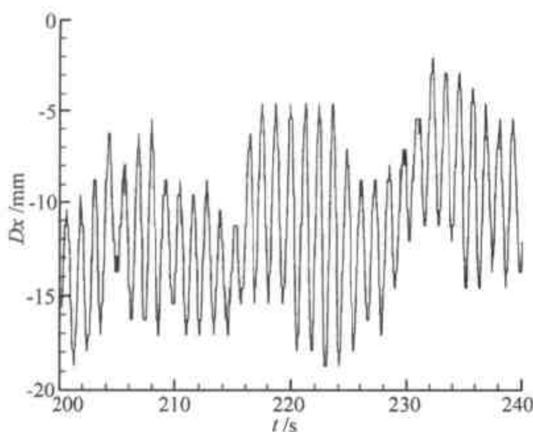


图 10　参考点水平位移随时间的变化图例

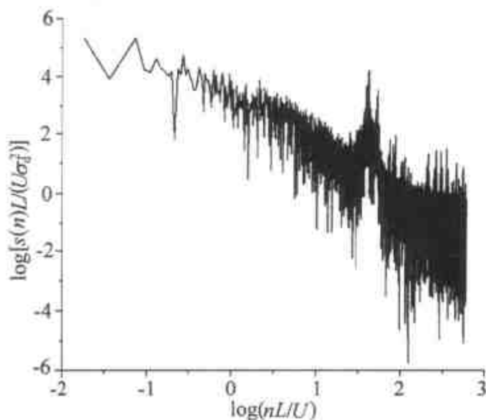


图 11　参考点水平位移谱曲线

4　结论

现场实测是研究结构风荷载和风振问题最直接和最可靠的手段。天津保税区门区标志工程结构的实测工作技术上是先进的，数据是可靠的。结合测量结果可以得到以下几点结论。

①利用望远摄像-图像处理技术可以准确地测量出建筑物参考点的位移，设备简单，在工程上易于实现。

②本次实测在能够预先确定参考点运动平面的情况下测量了其二维位移，该测量方法很容易扩展到三维情形。在测量三维位移时只需采用两套望远摄像系统，同时测出三维位移在两个测量平面上的投影，即可通过几何变换得到实际位移。

③在实测的气象条件下门标结构“龙头”的振动以水平方向为主，水平振幅为 ± 3cm 左右，垂直振幅为 1.5cm 左右。振动频率以约 0.8Hz 和 1.1Hz 最为明显。这些结果可供设计部门校核。

致谢 参与该实测的还有北京大学湍流与复杂系统研究国家重点实验室的李长龄、孟宪忠、陈军、刘振声等老师。这项工作也得到了天保建设公司王安武总工程师和马建国际建设设计顾问有限公司汪祖培总工程师的指导和帮助，在此深表谢意。

参考文献

1 是勋刚．湍流．天津:天津大学出版社,1994

2 Simiue,Scanlan R H. 风对结构的作用——风工程导论．刘尚培等译,上海:同济大学出版社,1992

3 [苏]米赫列夫．大型工程建筑物的变形观测．武汉测绘学院工测系译,北京:测绘出版社，1980

4 秦前清,杨宗凯．实用小波分析．西安:西安电子科技大学出版社,1994

湍流级串的动力学过程

李存标　余振苏

(北京大学湍流及复杂系统研究国家重点实验室,北京　100871)

摘要　讨论了从细致的实验中观察发现的转捩与湍流产生的若干动力学过程,以此来研究湍流能量级串的物理机制。

关键词　湍流级串,动力学,转捩

引　言

Frisch[1]指出,湍流的动力学过程是极其重要的。长期以来,Richardson 的级串概念被广泛应用,但对级串的理解仍不深刻。普遍的观点是级串是从大涡变成小涡,但缺少更进一步的物理图像。主要原因是没有对能量传输的动力学过程进行深入研究。的确,人们对湍流的动力学过程很不清楚。经过前一段的长期努力,我们发现并总结了边界层转捩过程中若干动力学过程[2,3],这些动力学过程主要是,斜波的非线性相互作用产生类孤立波;类孤立波的一次边界层失稳产生一次涡环;二次边界失稳产生二次涡环;一次涡环和二次涡环相互作用产生涡环链和流向涡;涡环链和类孤立波相互作用产生类孤立波破裂;涡环链破裂。本文对照湍流能谱,对以前讨论的动力学过程进行级串的解释,以此建立动力学和级串的对应关系。

1　类孤立波形成和它对涡量输运的贡献

像在以前的研究中指出的那样,类孤立波可能是由斜波的非线性相互作用产生的[2,3],这里不再重复,而着重讨论它对涡量输运的贡献。Frisch 认为流体的浮力作用把涡量从固壁面带入流体内部,吴介之等证明涡量产生于固壁[4],究竟是浮力作用将涡量从固壁带入流体内部还是其他原因,而类孤立波的存在性和本身的性质使它能完成将固壁处产生的涡量输运到流体内部,原因是类孤立波内部有垂直壁面并与壁面方向垂直的流向流动,不但会自然实现所谓的"浮力效应"产生的涡量从壁面向流体内部的输运,并且涡量会集中在其周围形成其边界处的环状高剪切层,从而形成环状涡,在文献[5]的研究中已获得证据。

因此,一次涡环和二次涡环均是类孤立波结构的边界失稳产生的。详细的结果在文献[3,5]中已给出。图 1 给出这些过程所对应的频率谱。图 1(a)~(d)是在沿流向不同位置所测量到的湍流脉动速度信号的能谱。图 1(a)出现一个基本波激发,图 1(b)产生了谐波,图 1(c)~(d)能量明显地向小尺度级串,小尺度激发的出现伴随着基本波的消失(见图 1(d)的近似 −5/3 惯性区)。文献[3,5]中强调了产生高剪切层而形成一次、二次涡环,但类孤立波引起的从壁面将涡量输运到流体内部承担"浮力作用"的主体并未被明确提出。

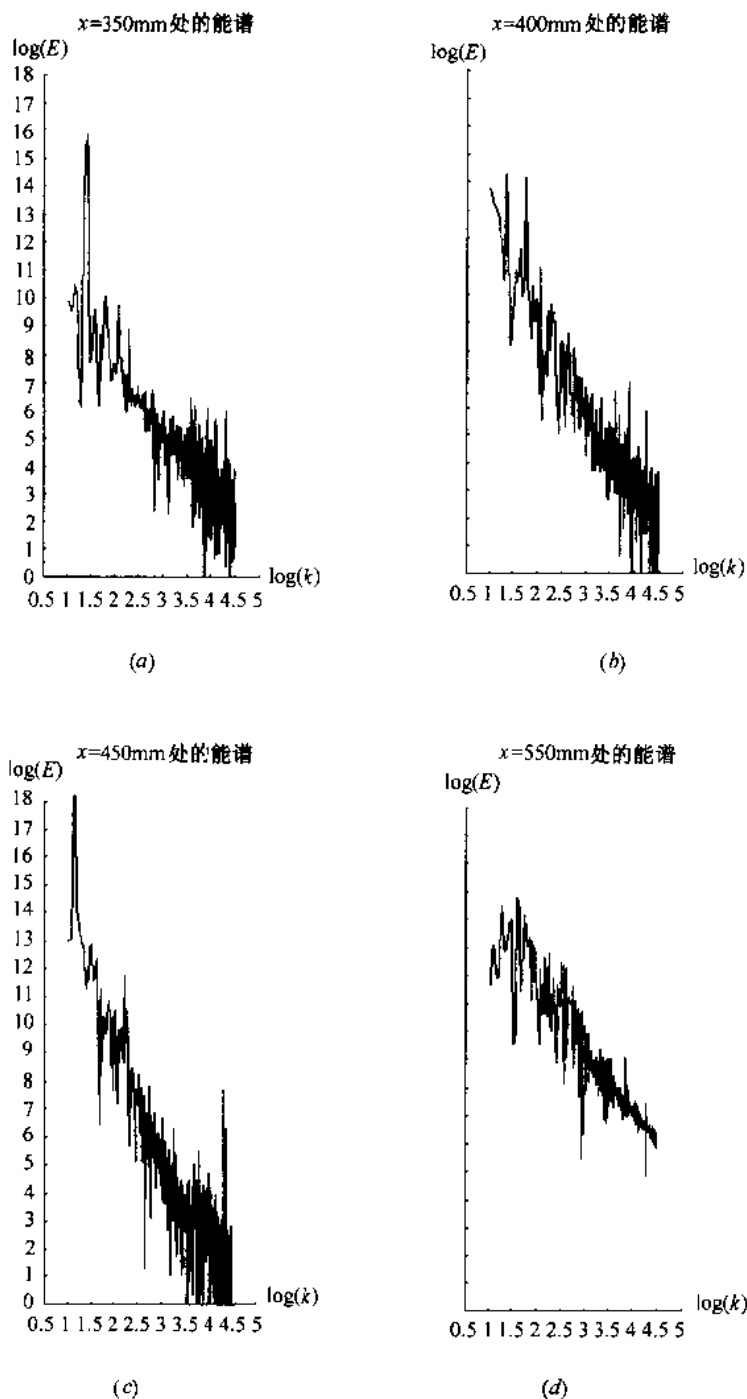


图 1　x = 350mm,400mm,450mm, 550mm 处的能谱

2　旋涡之间的相互作用的基本形式是断裂和重联

旋涡从低频大尺度向高频小尺度演化发展有若干种形式:对单个旋涡而言主要是和背景

流场作用形成若干涡丝、涡管，产生高频，而另一个重要的原因是旋涡的相互作用。过去在转捩过程中没有相互作用的直接证据，在最近的结果中[5]我们获得了这样直接的证据，即一次涡环和二次涡环相互作用产生高频旋涡。这个精心完成的实验基本上否定了高频旋涡是由Λ——涡的头部涡自诱导相互作用产生的。相互作用和自相互作用是完全不同的，旋涡之间的相互作用的基本形式是断裂和重联，相互作用的另外一个重要结果是产生流向涡[6]。因此，我们认为，断裂和重联是湍流级串开始时重要的动力学过程。

3　涡环链的破裂与惯性区中的级串

由于涡环链产生速度脉动中的高频信号，因此涡环链的实验发现显得十分重要。涡环链是不稳定的，并不像 Kachanov[7]认为是相当稳定的结构。因此涡环链的失稳和破裂是直接导致更进一步的产生高频脉动的主要原因，涡环链本身的实验显示容易，而涡环链失稳破裂过程的实验观察显得十分困难。幸运的是我们得到了这个过程[6]。这个过程是烟线法、彩色液法、PIV 等方法无法实现的，主要原因是这种涡环尺度小，氢气泡线放在 X 位置较大处不能显示其全貌，且由于氢气泡的寿命有限，故经过动力学过程后，集中在涡环链中氢气泡的密度往往不足以定性显示其破裂过程，即使肉眼可见也很难拍摄下来。经过反复实验我们获得了涡环链破裂的详细结果。图 2 给出了涡环破裂过程中得到的时间序列，反映了湍流小尺度脉动不断产生，即湍流级串的过程。图 3 给出了涡环链中第一个涡环破裂的图像，上图右下方的圆环（涡环）开始失稳并裂开，相应这个时期的能谱斜率变成明显接近 $-5/3$（图 4），下图表现了更明显的涡环断裂，这一过程对应于 K 型转捩的最后阶段。

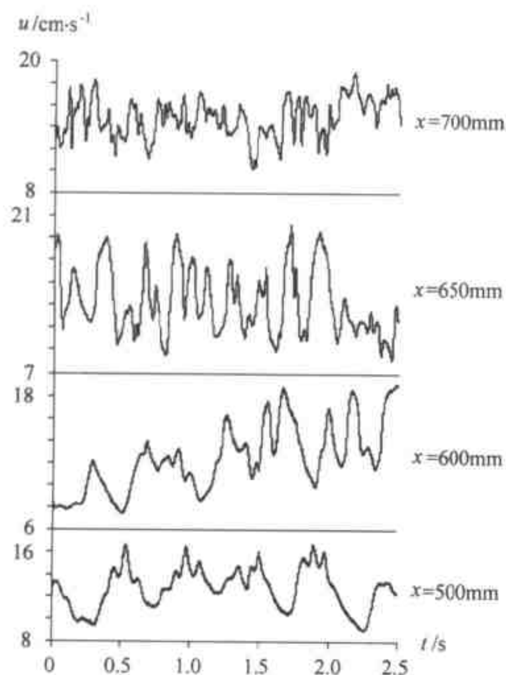


图 2　涡环链产生和破裂对应的时间序列

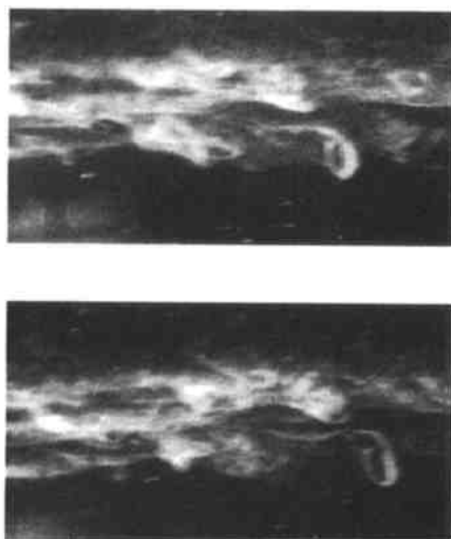


图 3　涡环链上第一个涡环的破裂过程

4 湍流的产生:确定性过程和随机性的发展

湍流的动力学长期以来被认为是随机的,不可预测的。对充分发展和完全充分发展的湍流,哪些事件是真正不可预测的,时下尚有争议。但是对湍流发生而言,似乎有证据证明湍流发生是不可预测的。主要的原因是:在扰动初始发生时,动力相互作用基本上可以重复,这在转捩初期尤为明显;转捩后期,由于初始条件中的某些非周期的扰动参与了非线性相互作用,新的时空结构的产生在不同的周期中会稍有不同,而这种不同作用在下一个动力学过程会产生更新的结构,出现更大的时空差别,表现为似乎无规则的放大。图 5 给出沿流向湍流发展中速度信号不断从周期变为复杂的过程对照,其中从单周期(a)到双周期(e),再到多模态分离(g-h)及湍流($i-j$)。因此,湍流运动的无规则性来自于不同周期里速度脉动具有相位和结构上的差别,是复杂性,而非随机性。

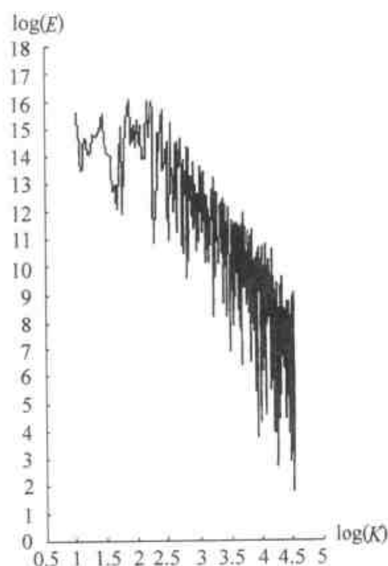
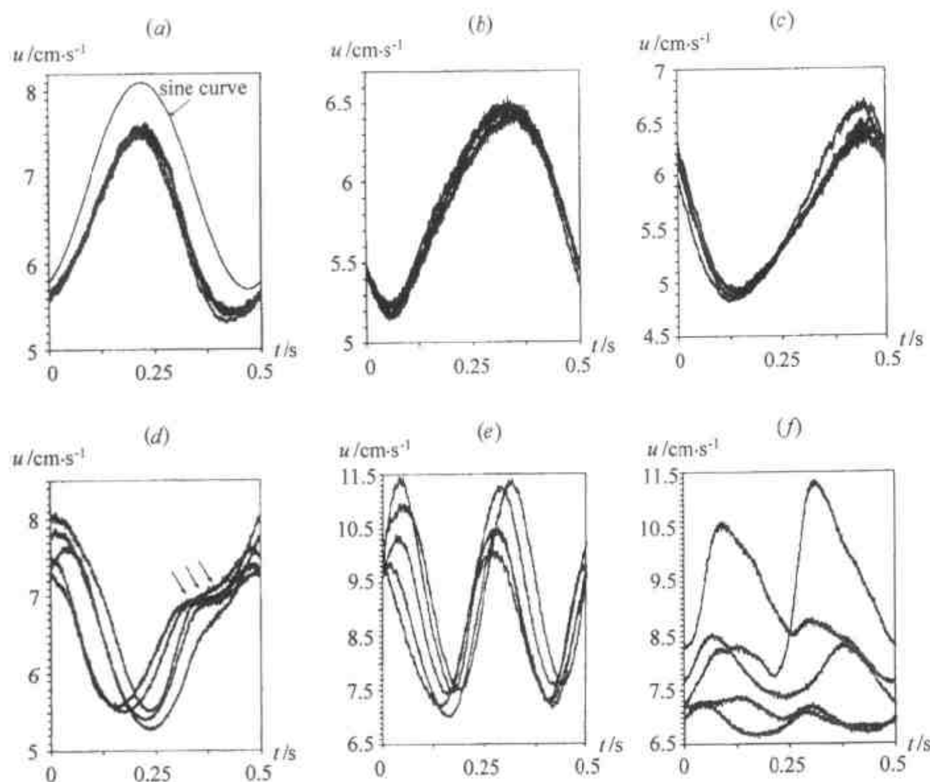


图 4 涡环链破裂后的能谱

总之,直接的证据表明,转捩过程甚至 Klebanoff 意义下的湍流产生是确定性的物理过程。



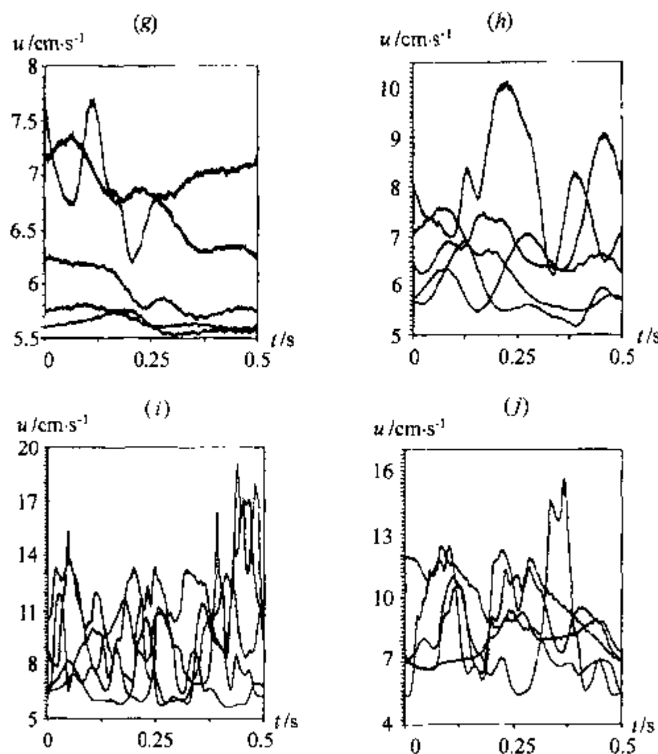


图 5　将不同周期的速度变化归化到基本周期内的速度信号

(a)～(j)对应于从 250～700mm 不断递增的 x 位置

5　结论

本文讨论了转捩过程中大尺度向小尺度结构演化的级串过程，结论是：过程是确定性的。我们希望能抛砖引玉，展开对于湍流能量级串的动力学过程的探讨。我们认为，动力学过程是湍流小尺度结构产生的机制，这对于进一步刻画不同性质的湍流结构有重要的指导意义。

致谢　感谢北京大学国家重点实验室的陈十一教授、魏庆鼎教授、吴介之教授，美国 Arizona 大学周明德教授的有益讨论和指导；感谢李长龄、朱凤荣等同志对实验的帮助。

参 考 文 献

1　Frisch U. Turbulence: the legancy of A. N. Kolmogorov. Cambridge: Cambridge University Press, 1995

2　Lee CB. Phys Rev E. 2000, 62:3659-70; Lee, CB. 37th Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, California State University, 2001-6-1-2. Los Angles: 2001. 61～80

3　Lee CB. Experiments in Fluids. 2001, 30: 354～57

4　Wu JZ, Wu JM. Adv Appl Mech, 1996, 32: 119～275

5　Lee CB. Phys Letts A. 1998, 247: 397～402

6　李存标．物理学报，2001，50：182～84

7　Kachanov YS. Annu. Rev. Fluid Mech, 1994, 26: 411～82

流体力学最优低维动力系统方法及其应用[①]

吴锤结

(北京大学湍流与复杂系统研究国家重点实验室，北京 100871)

(中国人民解放军理工大学理学院流体力学研究中心，南京 211101)

摘要 着重介绍流动数据库分析及建立低维动力系统的优化理论及其在湍流数据库分析和低维动力学特性研究中的应用,以及基于动力系统亚网格模式的湍流大涡模拟新方法。

关键词 湍流拟序结构，最优化，Navier-Stokes 方程，非线性动力系统，螺旋波分解，大涡模拟

引 言

为了了解流动随参数(如雷诺数等)的变化规律,可采用的有效途径之一就是将无限维的偏微分方程系统(Navier-Stokes 方程)降维到有限维的常微分方程系统中,并在有限维系统中保留原系统的绝大多数主要特征不变。这种降维思想有其理论依据和实验支持。其理论依据是近年来惯性流形的发现。另一方面,在对湍流的长期研究中发现:在貌似杂乱无章的流动中存在着有组织的大尺度拟序结构,它们是由尺度不同的涡所组成的。这些拟序结构在湍流产生、发展中起着决定性作用。

1 各类降维方法的比较

人们最为熟悉的是基于 Fourier 分解的 Galerkin 方法,该方法的优点在于,无需依赖于流动数据库,可以直接对 Navier-Stokes 方程展开,以得到低维模型。但它具有无法预知截留能量、收敛速度慢、构造低维模型时盲目性大以及不适用于复杂边界条件等缺点。在应用 Fourier 分解构造低维模型时,往往会因不适当截断而得到不真实的、原系统不具有的动力行为。

流体力学研究中还经常应用流场局部的 Taylor 展开来构造低维动力模型(如 Danielson 和 Ottino[1]),研究流场中局部临界点随参数变化的动力过程。但由于它仅适用于分析局部分叉特性,对全局分叉无能为力,而且随着展开阶数的提高,运算复杂性急剧增加,有效区域在一定阶数之后增大得极为缓慢,不适于研究全局分叉的动力学过程。但它也是一种不需要依赖于流场数据库的方法,可直接由控制方程和边界条件求得低维模型,并且还可以通过展开式中的待定系数调整和构造流场,因此在研究流场局部临界点特性时能够得到较为细致的结果。中

① 国家自然科学基金，中国科学院力学研究所非线性力学国家重点实验室和北京大学湍流与复杂系统研究国家重点实验室资助项目。

心流形方法与惯性流形方法都是动力系统理论中的方法，而且从根本上讲，惯性流形是大范围的吸引中心流形。由于中心流形或惯性流形的维数均比原系统的低，因此从理论上讲也是降维的方法。它们的突出特点是：这时的降维不是以牺牲高阶信息为代价，而是以解受役于低维模型的方式来体现的，因此不存在高阶信息丢失问题，即截断问题。但是，在目前的发展阶段上，对一般的复杂无限维动力系统要想从惯性流形思想直接得到具有实用意义的低维模型，仍是一种奢想。另外，由于其本质所决定，它们无法用于研究系统的中、短期行为，而这些行为正是流动混合问题所十分关心的。

Lumley[2]首先将 POD (Proper Orthogonal Decomposition) 方法引入湍流研究。在以往的研究中 POD 起着关键作用(Berkooz 等[3]、Holmes 等[4])。它可以客观地、不带偏见地从实验或数值模拟中提取在均方意义下的 POD 正交基，以描述湍流数据库中数据集合的特征。将 Navier-Stokes 方程在 POD 基上作 Galerkin 投影，就可以得到一组低维模型。由于可以事先得知各阶模所占有的能量以及预先知道略去的高阶模所占总能量的比例，因此应用该方法可以比较客观地分析和构造流动模型。另外，还可以应用惯性流形役使变量的思想，进一步将略去的高阶模的影响包含进来(Sirovich[5]，Sirovich 等[6])。Sirovich[7]还指出：在某一流动参数(如 Reynolds 数)下构造的正交基在该参数的其他值下，仍构成满足流场边界条件的完备的正交基，并且仍满足流场的基本特性(如不可压性等)，因此可以较好地逼近原流场。所以 POD 低维模型可用于展开参数附近一定范围内的流动动力特性分析，这就有可能详细分析各转变参数附近流动的动力行为。

但是必须指出，POD 方法具有三个内在局限性：第一，它仅限于内积型全局最优条件的情形，有时系统最本质特性是无法用内积型最优条件来表示的，而且这种全局型最优条件无法将分析的重点放在某些关键区域(如涡量在固壁边界上的产生)或精确刻画在某一时段中发生的重要流动现象(如涡破裂时的动力学特性)；第二，POD 方法虽然能够在内积型全局最优条件下逼近流动数据库中的数据集合，但由于存在投影误差，所以在 POD 基上投影、截断后形成的低维动力系统并不是最优的，例如，有时尽管 POD 基俘获了 99.9995 的系统能量，但建立在这些 POD 基之上的低维动力系统仍无法得到正确的动力学特性(Aubry et al.[8])，因此，严格地说，POD 方法仅是一种较好的数据分析和整理手段；第三，POD 方法必须基于已知数据库，它无法由偏微分方程直接得到最优截断低维动力系统、即具有所谓的“马后炮”性质。

Lumley 的能量稳定性分析建模方法(Lumley[9]，Poje 和 Lumley[10])能够提取包含最大动能增长率的流动结构作为分析湍流拟序结构的基函数，该方法与下面介绍的 POD 基相近，且所需预先掌握的流场信息比 POD 方法少得多，，但仍需依赖于已知数据库。

最近，吴锤结[11~13]提出了流动数据库分析及建立低维动力系统的优化理论，它不是 POD 方法的修改与补充，而是在一定程度上包含 POD 的更为广泛的新理论。Kwasniok[14]也发表了类似的方法，但他的方法中存在不协调之处，即：在求最优低维动力系统时所采用的泛函确是针对流动数据库的，因此无法消除投影误差。

2 流动数据库分析及建立低维动力系统的优化理论

下面，介绍吴锤结[11~13]提出的流动数据库分析及建立低维动力系统的优化理论。它由三个部分组成，即：①一般的分析流动数据库的最优理论，它可采用各类时、空局部、全局或局

部与全局相结合的最优条件,从而可更有针对性地分析流动结构;②基于数据库构造最优截断低维动力系统的方法,它保证了所求得的低维动力系统在所提最优条件的意义下是所有建立在线性分解正交基上的动力系统中最优的;③直接由偏微分方程构造逼近最优截断低维动力系统的新理论。采用上述方法建立的低维模型不仅顾及流动的时间动力特性,而且对于其空间变化也可以加以研究,因此它也是一种研究时-空混沌(湍流)的十分有前途的方法。

2.1 一般理论框架

为简便起见,仅在实空间中讨论,这一理论亦可推广到复空间中去。设系统变量 $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)$ 满足某一偏微分方程定解问题。将 $\boldsymbol{u}$ 在正交基 $\boldsymbol{\xi}$ 上作有限截断线性分解 $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)=\sum_{i=1}^{N}a_i(t)\boldsymbol{\xi}_i(\boldsymbol{x})+\boldsymbol{u}_R(\boldsymbol{x},t)$,其中,$\boldsymbol{u}_R(\boldsymbol{x},t)$表示余项。对基 $\boldsymbol{\xi}_i(\boldsymbol{x})$而言,除了满足正交性外,还应满足一定的光滑性条件和初始、边界条件等约束条件。我们将 $\boldsymbol{\xi}_i(\boldsymbol{x})$的取值函数空间定义为 B_N,即研究目的为一状态关系式 $F(a_i(t),\boldsymbol{\xi}_i(\boldsymbol{x}))=0$,称 F 为目标选择函数。依问题的特点及分析的侧重点,提出合理的最优条件 $J(a_i(t),\boldsymbol{\xi}_i(\boldsymbol{x}))$。这样,流动数据库分析及建立低维动力系统的最优理论就统一地归结为如下数学问题,即:求 $\boldsymbol{\xi}_i^*(\boldsymbol{x})\in B_N$,使得 $J(\boldsymbol{\xi}_i^*(\boldsymbol{x}))=\min_{\boldsymbol{\xi}_i(x)\in F_N,F(a_i,\boldsymbol{\xi}_i)=0}J(\boldsymbol{\xi}_i(\boldsymbol{x}))$,运用变分法,即可求出 a_i 与最优基$\boldsymbol{\xi}_i^*(\boldsymbol{x})$。

这里,必须着重指出,在研究过程中一定要遵守一致性原则,即:所提最优条件必须与研究对象相一致。例如,运用 POD 方法建立低维动力系统时,研究对象是低维动力系统,而所提最优条件却是针对数据集合的,这就违背了上述一致性原则,因此也就无法得到最优低维动力系统。另外,研究对象不同时,F 亦不同。最后,应该看到,必须根据所研究问题的特点和分析重点来决定最优条件和系统变量的形式。系统变量可以是速度、涡量或其他任何合适的标量、矢量、张量以及它们间的某种组合。J 可以是全局时、空条件亦可是局部时、空条件,或全局与局部相结合的条件。

2.2 流动数据库分析的最优理论

由于应用 POD 方法从已知数据集合中提取的正交基是在内积型全局最优条件下所有线性展开中最优的(Holmes 等[4]),因此,当采用内积型全局最优条件时,所得到的最优基与 POD 基完全等价。但采用其他非内积型最优条件时 ,POD 方法就无能为力了,而应用最优数据库分析理论仍可得到在所给最优条件下的最优正交基。

Wu 和 Shi[12] 以 $Re=700$ 的二维后向台阶流为例,分别以速度和动能及涡量和拟涡能作为系统变量和最优条件,应用流动数据库分析的最优理论从计算流体力学产生的数据库中得到两组不同的最优正交基,并进行比较。由所得各阶基的动能分布可见,它的收敛速度在初始强非定常流动中和 t 较大的准稳态流动中都是非常快的。第一阶模就抓住了该流动的主要特征——从后缘尖角脱落的涡。其后各阶模则分别表示该流动的一些较次要的流动特征,它们所占的动能也依次减少。涡量最优基在准稳态流($t=100\sim110$)中仅用第一个基就可以俘获99.51%的总拟涡能。由各阶模的涡量场中亦可见随着阶数的提高,它们所占有的拟涡能急速减少。通过真实涡量场与用一和三阶涡量近似的涡量场进行比较,可见采用涡量最优基可以用很少的模逼近真实流动。而且在局部特征上亦达到极高精度,如一阶近似时最大涡量、最小涡量与真实流动的误差分别为 0.27%,0.32%;二阶时为 0.02%,0.04%;三阶时仅为 0.002%,0.0004%。

2.3 基于数据库上的最优低维动力系统建模方法

Wu 和 Zhao[15]将基于流动数据库的最优低维动力系统建模方法应用于研究二维不可压缩 Navier-Stokes 方程的最优建模问题。为了与 POD 方法进行比较，定义最优泛函 J 为 $j(\xi_1, \cdots, \xi_N) = \int_0^T \int_\Omega u_K^2 \mathrm{d}\Omega \mathrm{d}t$ 其物理意义是残余在略去的高阶项中的能量最少，或等价地，建立在所求最优基 ξ_k 之上的低维动力系统俘获了最多的系统能量。最优截断低维动力系统必须满足 Navier-Stokes 方程和正交性条件。这里，采用 Lagrange 乘子法来保证控制方程的约束条件，而用惩罚函数法(SUMT)处理正交性条件，得到广义最优泛函

$$J^g = \sum_{k=1}^{N} \int_0^T \left[a_k^2 - 2a_k \int_\Omega u \cdot \xi_k \mathrm{d}\Omega + \lambda_k (F_k - \dot{a}_k) \right] \mathrm{d}t + \mu \sum_{k,l=1,k\leqslant l}^{N} \left(\int_\Omega \xi_k \cdot \xi_l \mathrm{d}\Omega - \delta_{kl} \right)^2$$

式中，λ_k 是 Lagrange 乘子；μ 是罚函数；u 是由流场实测或数值模拟中得到的已知数据库。为了求得最优基 ξ_k，令 $\delta J^g = 0$。由变分基本原理，从含 δa_k 的项中，得到 λ_k 的常微分方程。对边界点，除了要求满足系统方程外，它们还必须满足从 Navier-Stokes 方程的边界条件中导出的附加条件。为了真实反映流动的非线性动力学特征，至少需要三个基。第一个基体现平均流的特征，而第二和第三个基则分别反映脉动流的线性和一阶非线性特征。这三个最优基是作为一个整体最优地描述 Navier-Stokes 方程的非线性特性。结果表明，三阶最优低维动力系统的解非常接近真解。

该方法之所以能够很好地逼近真解，其原因在于所得到的最优基具有如下一些独特的特性。由于基函数本身就能反映系统特性，所以，用很少的最优基即可得到充分逼近真实系统的最优低维动力系统。用最优低维动力系统建模理论得到的基不具备“叠加”特性，而是在各最优基之间自动进行调整，以达到最优的效果。单个最优基可以展开为多个 Fourier 基，因此每个最优基就相当于多个 Fourier 基。所以用少量的最优基可以达到用多个 Fourier 基同等的效果。另外，在 Fourier 基中各个基之间的关系是线性关系，而在最优基中各个基之间的关系是非线性关系。Fourier 基所对应的坐标系是与系统本身无关的，是非内禀的，而最优基与所研究的系统密切相关，它所对应的坐标系是内禀的。最优基之间存在着拉伸对称性，通过群论的方法可以找到各个最优基之间的对称关系。最优基可以反映系统的时空演化规律(见 Wu 等[12])。

2.4 基于偏微分方程的最优低维动力系统建模方法

吴锤结与赵红亮[16, 17]采用直接从 PDE 出发建立最优模型的方法建立二维热对流问题的最优截断低维动力系统，分别采 2 个和 3 个最优基描述 Lorenz 问题的流函数场和温度场，由此得到该流动的五维最优动力系统，并对所得的 Lorenz 最优截断低维动力系统的相空间轨道、Poincaé 截面、功率谱、Lyapunov 指数、不动点与流形、分叉等动力学特性进行分析。结果表明，无需依赖于数据库的最优截断维动力系统方法直接从控制方程和初始、边界条件出发，能提取真实反映复杂流动动力学特征的最优基；它比一般的数理方法能更好地获得实际问题的低维动力系统模型，是研究非线性动力学现象的有力工具；他们的研究结果还表明：混沌是 Lorenz 系统的内在本质行为，而不是过度截断造成的虚假现象。

2.5 最优广义螺旋波基低维动力系统建模方法

吴锤结等[18]提出基于最优广义螺旋波基低维动力系统方法，试图通过分析其特性，以最

大限度地揭示湍流涡结构的动力学演化规律,从而加深对湍流本质的认识。

2.5.1 螺旋波基——湍流的基元

我们认为湍流基元至少必须具有如下性质:在动力学方面,它必须深刻反映湍流的动力学特性;在空间形态上,它必须具有集聚性,且在远场衰减得足够快;在时间演化方面,必须具有缓变性,即:基元的时间演化比流场脉动过程慢得多。通过缓变基元间的非线性相互作用导致流态的瞬息万变。经过对湍流的多年研究,人们认识到湍流拟序结构中的涡结构——涡元对湍流的产生和发展均起着至关重要的作用。但至今为止,对涡本身还没有公认的统一定义。鉴于认识的不统一,加上涡元的时间演化与流场脉动往往是同一量级的(不具有缓变性),我们认为涡元不是数学上精确、物理上可操作的湍流的基元。螺旋波分解(Moses[19],Lesieur[20])是旋度算子的特征函数,是任何涡流的基元。涡矢量 $\boldsymbol{\omega}=\nabla\times\boldsymbol{u}$ 与一般的矢量不同,它是轴矢量,具有手征性(parity)。螺旋波基可以揭示流动的一些内在复杂性的本质。由 HWD 可以直接导出 ABC 流,可见,HWD 基本身就有内禀混沌特性。Melander 与 Hussain[21],Virk 等[22]应用 HWD 方法研究了涡束与涡环的演化过程。他们发现:涡量场的快速变化是由一对极性相反的、缓变的 HWD 涡相向运动,通过线性叠加而成的;在最大涡与最小涡之间存在相互作用;大尺度拟序结构将周围小尺度湍流组织成环绕大尺度拟序结构的高度极化的涡带族;并且观察到小尺度极性相同的 HWD 涡相互配对。这一反级串过程对大尺度拟序结构产生影响;拟序结构中出现小尺度极化结构是不可避免的,它是大尺度拟序结构内在间歇性的基本原因之一。这些新观点和认识得益于应用 HWD 方法。

由上述讨论可见 HWD 的优点是:深刻反映了涡动力学特性,是揭示其物理本质的最自然、最基本的正交分解;HWD 基具有空间集聚性、时间缓变性,可作为湍流的基元;HWD 直接包含产生混沌的机制,为研究流体混沌提供一条新路。但是,经典的 HWD 基具有如下缺点:Fourier 空间中的 HWD 无法用于复杂几何、物理边界情形;对湍流低维动力系统建模而言,它不是最优的。为此,我们提出具有 HWD 基的优点、并能克服其缺点的湍流拟序结构低维动力系统建模方法。

2.5.2 湍流拟序结构的最优广义螺旋波基低维动力系统建模理论

设一已知速度场 $u'(x,t)$,其 Stokes-Helmholtz 分解为:$\boldsymbol{u}'=\nabla\times\boldsymbol{\psi}+\nabla\varphi=\boldsymbol{u}+\nabla\varphi=\boldsymbol{u}^{+}+\boldsymbol{u}^{-}+\nabla\varphi$,相应的涡量场 $\boldsymbol{\omega}(x,t)$为 $\boldsymbol{\omega}=\nabla\times\boldsymbol{u}'=\nabla\times\boldsymbol{u}=\nabla\times\boldsymbol{u}^{+}+\nabla\times\boldsymbol{u}^{-}$。在完备正交基$\{\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\}_{k=1}^{+\infty}$上将 $\boldsymbol{u},\boldsymbol{\omega}$ 进行如下分解

$$\begin{cases}\boldsymbol{u}=\boldsymbol{u}'-\nabla\varphi=\sum_k a_k^{+}(t)\boldsymbol{\xi}_k^{+}(\boldsymbol{x})+\sum_k a_k^{-}(t)\boldsymbol{\xi}_k^{+}(\boldsymbol{x})\\ \boldsymbol{\omega}=\sum_k a_k^{+}\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^{+}+\sum_k a_k^{-}\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^{-}\qquad(k=1,2,3,\cdots)\\ a_k^{\pm}=(\boldsymbol{u},\boldsymbol{\xi}_k^{\pm})\end{cases}\tag{1}$$

设对 $k\neq l\in N$,有 $\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\cdot\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}=0$。由基函数的正交性,螺旋度可表示如下

$$h\equiv h^{+}+h^{-}=\sum_{k=1}^{+\infty}(a_k^{+})^2\boldsymbol{\xi}_k^{+}\cdot\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^{+}+\sum_{k=1}^{+\infty}(a_k^{-})^2\boldsymbol{\xi}_k^{-}\cdot\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^{-}\tag{2}$$

式中

$$\begin{cases}h^{\pm}=\sum_{k=1}^{+\infty}(a_k^{\pm})^2\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\cdot\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\\ \boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\cdot\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}=\begin{cases}\pm\left|\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\cdot\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\right|, & 若\ \pm\left|\boldsymbol{\xi}_k^{\mp}\cdot\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\right|>0\\ 0, & 其他\end{cases}\end{cases}\tag{3}$$

我们作如下约定：$\boldsymbol{u}$，$\boldsymbol{\omega}$ 及 h 为已知量，而 $\boldsymbol{u}^{\pm}$，$\boldsymbol{\omega}^{\pm}$ 及 $h^{\pm}$ 为 $\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}$ 的函数。由于 $\boldsymbol{u}$ 为已知流场，故有 $\int_0^T\int_\Omega \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{\omega}\,\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}t = \int_0^T\int_\Omega h\,\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}t =$ 常数，但 h^+，h^- 可随基 $\{\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\}_{k=1}^{+\infty}$ 的不同选择而不同。定义函数空间 $B = \{\{\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\}_{k=1}^{+\infty} \mid \boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\cdot\boldsymbol{\xi}_l^{\mp} = \delta_{kl}, \boldsymbol{\xi}_k^{+}\cdot\boldsymbol{\xi}_k^{-} = 0$，且 $\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}$ 二阶可微；对 $k \neq l$，$\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\cdot\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^{\pm} = 0\}$，并引入记号 $h_n^{\pm} = \sum_{k=1}^{n}(a_k^{\pm})^2\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}\cdot\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^{\pm}$。

在螺旋波分解中，正、负螺旋波基分别对应于各自的 Beltrami 流。而 Beltrami 流的最主要特征是 $\boldsymbol{\omega}^{\pm}\times\boldsymbol{u}^{\pm} = 0$，即涡量场 $\boldsymbol{\omega}^{\pm}$ 与速度场 $\boldsymbol{u}^{\pm}$ 处处平行，或等价地，其螺旋量 $h^{\pm}$ 是所有正交分解中最大的。由此，我们应用最优控制方法，以获取最多 $h^+ + h^-$ 为目标，以求得具有类似于螺旋波分解基本特性的最优基——广义 HWD 基。必须指出，如此求得的广义 HWD 基可以满足各类物理和几何边界条件，但它们不是旋度算子的特征向量。

因 $a_k^{\pm} = (\boldsymbol{u}, \boldsymbol{\xi})$，提出如下最优控制问题

$$\begin{cases} \text{对 } \forall n \in N, \text{求} \{\boldsymbol{\xi}_k^{*\pm}\}_{k=1}^{+\infty} \in B, \text{使得} \\ J^*(\boldsymbol{\xi}_k^{*\pm}) = \min\sum_{k=1}^{+\infty}\left\{\int_0^T\int_\Omega [\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{\omega} - (\boldsymbol{u},\boldsymbol{\xi}_k^+)^2\boldsymbol{\xi}_k^+\cdot\nabla\times \boldsymbol{\xi}_k^+ - (\boldsymbol{u},\boldsymbol{\xi}_k^-)^2\boldsymbol{\xi}_k^-\cdot\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^-]^2\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}t\right\} \end{cases} \tag{4}$$

这里，最优泛函 J^* 的物理意义是求出的最优基 $\{\boldsymbol{\xi}_k^{\mp}\}$ 能够俘获最多螺旋量。记 $\int_0^T(\boldsymbol{u},\boldsymbol{\xi}_k^{\pm})\mathrm{d}t = \overline{(\boldsymbol{u},\boldsymbol{\xi}_k^{\pm})}$。采用 Lagrange 乘子法考虑基的正交性约束条件和双正交性约束条件，由此得到在广义目标函数下 HWD 最优控制问题

$$\begin{cases} \text{对 } \forall n \in N, \text{求} \{\boldsymbol{\xi}_k^{*\pm}\}_{k=1}^{+\infty} \in B, \text{使得} \\ J^{g*}(\boldsymbol{\xi}_k^{*\pm}) = J^* + \sum_{k,l=1,k\leqslant l}^{+\infty}\lambda_{kl}^+[(\boldsymbol{\xi}_k^+,\boldsymbol{\xi}_k) - \delta_{kl}]^2 + \sum_{k,l=1,k\leqslant l}^{+\infty}\lambda_{kl}^-[(\boldsymbol{\xi}_k^+,\boldsymbol{\xi}_k^-) - \delta_{kl}]^2 \\ + \sum_{k,l=1,k\neq l}^{+\infty}\mu_{kl}^+(\boldsymbol{\xi}_k^+,\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^+)^2 + \sum_{k,l=1,k\neq l}^{+\infty}\mu_{kl}^-(\boldsymbol{\xi}_k^-,\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^-)^2 \end{cases} \tag{5}$$

进行变分运算 $\delta J^g = 0$，得到关于 $\boldsymbol{\xi}_k^+$ 和 $\boldsymbol{\xi}_k^-$ 的方程

$$\begin{aligned} &(\bar{h} - \overline{h^+} - \overline{h^-})[-2\,\overline{(\boldsymbol{u},\boldsymbol{\xi}^+)\boldsymbol{u}}(\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^+,\boldsymbol{\xi}_k^+) - 2\,\overline{(\boldsymbol{u},\boldsymbol{\xi}^+)^2}\,\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^+] \\ &+ \sum_{l=1}^{+\infty}\lambda_{kl}^+[(\boldsymbol{\xi}_k^+,\boldsymbol{\xi}_k^+) - \delta_{kl}]\boldsymbol{\xi}_k^+ + 2\sum_{l=1,k\neq l}^{+\infty}\mu_{kl}^+(\boldsymbol{\xi}_k^+,\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^+)\,\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^+ = 0 \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned} &(\bar{h} - \overline{h^+} - \overline{h^-})[-2\,\overline{(\boldsymbol{u},\boldsymbol{\xi}^-)\boldsymbol{u}}(\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^-,\boldsymbol{\xi}_k^-) - 2\,\overline{(\boldsymbol{u},\boldsymbol{\xi}^-)^2}\,\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^-] \\ &+ \sum_{l=1}^{+\infty}\lambda_{kl}^-[(\boldsymbol{\xi}_k^-,\boldsymbol{\xi}_k) - \delta_{kl}]\boldsymbol{\xi}_k^- + 2\sum_{l=1,k\neq l}^{+\infty}\mu_{kl}^-(\boldsymbol{\xi}_k^+,\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^-)\,\nabla\times\boldsymbol{\xi}_k^- = 0 \end{aligned} \tag{7}$$

式(6)~(7)就是广义 HWD 最优基须满足的非线性关系式。$\boldsymbol{u}$ 在其中起流场数据库的作用。

2.6 广义 HWD-POD 方法及耦合低维动力系统

Wu 和 Zhao[23,24]根据涡矢量 $\boldsymbol{\omega}$ 的手征性将流场分为一对螺旋量符号相反的流动数据库，分别对两组数据库进行 POD 分析，在所得广义 HWD-POD 基上建立了耦合低维动力系统，并对其三维复杂流动的空间特性和动力学特性进行分析。这一研究同时又为建立螺旋波基 (HWD) 最优低维动力系统准备了符合流动基本特征的初始基。

2.6.1 广义 HWD-POD 基的数值分析

HWD 基具有很多好的性质，而应用广义 HWD-POD 方法求得的基可以用作最优广义螺旋波基低维动力系统建模方法的初始迭代基，它具有 HWD 基的基本性质，如正交性和手征性等。由研究结果可见：随着基的阶数升高，各个基的结构越来越复杂，说明低阶基反映了流动中的大尺度的拟序结构，而高阶基反映了流动中小尺度结构的特征；同阶的 ξ_k^- 和 ξ_k^- 在空间上有重叠。在边界附近 ξ_k^+ 和 ξ_k^- 基的重叠更为突出，而在离边界较远的流动中心区域则重叠较少。这说明在流动中心区域基函数受到边界的影响较小，较好地满足手征性条件。此处的基与经典 HWD 基更接近；而在边界附近为了满足物理、几何边界条件，广义 HWD-POD 基不易满足手征性条件，所以重叠较多。由此可见，广义 HWD-POD 基在边界处有较强的耦合。也正是如此，它可以满足经典 HWD 基无法满足的物理、几何边界条件。这是广义 HWD-POD 基最独特的特性。用六组广义 HWD-POD 基对扣除平均流的脉动流动进行拟合，对比后发现拟合流场基本反映出流动的。

2.6.2 建立在广义 HWD-POD 基上的 Navier-Stokes 方程耦合低维动力系统动力学特性分析

在得到广义 HWD-POD 基之后，求得动力系统方程中的各项系数，就可以构造出基于广义 HWD-POD 基的耦合低维动力系统。Wu 和 Zhao[23,24]对广义 HWD-POD 基的耦合低维动力系统的分叉、相空间轨道及不动点与流形等动力学特性进行了分析。通过对耦合低维动力系统进行不动点分析，在给定范围内，共找到 21 个鞍点不动点。由其对应的稳定流形和不稳定流形可见，建立在广义 HWD-POD 基上的耦合低维动力系统的动力学特性是极为复杂的，对其进行详细的动力学分析根本无法进行。从这一侧面，也可以看到解决湍流问题是极端困难的，甚至是几乎不可能的。

3 基于动力系统 SGS 模式的大涡模拟方法

3.1 大涡模拟方法及存在问题

大涡模拟方法基于如下假设：亚网格小尺度结构比大尺度结构更为一般，对边界条件等的影响不敏感，因此，更便于建立模式。大涡模拟的关键是给出正确的亚网格(SGS)模式，其中的主要问题在于对湍流本质认识不足，所采用的 SGS 模式无法适用于各类复杂湍流。具体表现为在各种 SGS 模式中大都存在着可调参数，并且对边界附近流动依赖于壁面率的使用。因此，通过研究湍流的物理和数学本质，提出在数学上严格、物理上合理、适用于各种复杂湍流的、不存在任何可调参数的 SGS 模式理论，对湍流数值模拟及湍流本质的认识都将是重要的贡献。

3.2 基于动力系统 SGS 模式的大涡模拟方法

关锤结等[25]提出动力系统 SGS 模式方法，通过滤波将大、小尺度分解，用谱方法、拟谱法或高精度差分法求解大尺度场，而用动力系统方法求解小尺度方程(Navier-Stokes 方程——大涡模拟方程)，并使二者耦合在一起求解。在该方法中最为关键的是构造能反映小尺度场动力学特性的基函数——小尺度场的拟序结构。采用 Snapshots POD 方法以俘获最多的小尺度动能为目标，求得小尺度速度基函数。他们应用上述方法数值模拟了 $Re_\tau = \frac{u_\tau \delta}{v} = 200$ 的三维标准平板槽道湍流，其中，u_τ 和 δ 分别为壁面摩擦速度和半槽宽。关晖[26]将动力系统 SGS 模式方法与格子 Boltzmann 方法相结合研究了三维空腔湍流。研究结果表明，这一新方法不依赖

于任何可调参数和壁面率,在亚网格尺度的各方面均符合真实湍流所具有的特征,并且能够反映大、小尺度间的能量传递规律,得到正确的逆向能量传输规律,可获得其他方法无法得到的近似亚网格流场,并可分析其动力学特性。

4 结语

由以上综述可见,最优低维动力系统建模理论能够克服 POD 方法的三个内在缺陷,并在解决实际问题时有其独特的优势和特点,是对湍流问题建立低维动力系统模型的有效方法。对湍流低维动力系统的研究已为我们揭示了大量湍流的复杂动力学特性,随着研究的不断深入,今后的发展方向是着重研究复杂的时-空非线性演化及其动力学特性。在研究中必将不断出现更能揭示其物理本质的新方法。

参考文献

1 Danielson T J, Ottino J M. Structural stability in two-dimensional model flows: Lagrangian and Eulerian turbulence. Phys Fluids, 1990, A 2: 2024~2035

2 Lumley J L. The structure of inhomogeneous turbulent flows, in: Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation, eds. A. M. Yaglom and V.I. Tatarski, 1967, 166~178, Moscow: Nauka

3 Berkooz G, Holmes P, Lumley J L. The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. Annu Rev Fluid Mech, 1993, 25: 539~575

4 Holmes P, Lumley J L, Berkooz G. Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry. Cambridge, 1996

5 Sirovich L. Analysis of turbulent flows by means of the empirical eigenfunctions. Fluid Dyn. Res, 1991, 8: 85~100

6 Sirovich L, Knight B W, Rodriguez J D. Optimal low dimensional dynamical approximations. Q Appl Math, 1990, 48: 535~548

7 Sirovich L. Turbulence and the dynamics of coherent structures, Part Ⅲ: Dynamics and scaling. Q Appl Math, 1987, 45: 583~590

8 Aubry N, Lian W Y, Titi E S. Preserving symmetries in the proper orthogonal decomposition. SIAM J Sci Comput, 1993, 14 (2): 483~505

9 Lumley J L. Some comments on the energy method. In: Developments in Mechanics 6 (ed. L.Lee & A. Szewcyk), 1971, Notre Dame Press

10 Poje C, Lumley J L. A model for large-scale structures in turbulent shear flows. J Fluid Mech, 1995, 285: 349~369

11 Wu C J. Optimal truncated low-dimensional dynamical systems. Discrete and Continuous Dynamical Systems, 1996, 2 (4): 559~583

12 Wu C J, Shi H S. An optimal theory for an expansion of flow quantities to capture the flow structures. Fluid Dyn Res, 1995, 17: 1~19

13 Wu C J, Shi H S. The optimal truncated low-dimensional dynamical systems based on flow databases. Acta Mechanica Sinica, 1996, 12(2): 104~116

14 Kwasniok F. Optimal Galerkin approximations of partial differential quations using principal interaction patterns. Phys Rev E, 1997, 55(5): 5365~5375

15 Wu C J, Zhao H L. On constructions of optimal truncated low-dimensional dynamical systems of Navier-Stokes equations. Comm in Nonli Sci & Num Sim, 1996, 1(3): 27~31

16 吴锤结,赵红亮. 不依赖数据库的最优动力系统建模理论及其应用. 力学学报, 2001, 33(3): 289~300

17 Zhao H L, Wu C J. Construction of Optimal Truncated Low-Dimensional Dynamical systems directly from PDEs. Comm. in

Nonli Sci & Num Sim, 1998, 3(1): 1~5

18 吴锤结，赵红亮．湍流拟序结构的最优低维动力系统建模方法．第五届全国湍流与流动稳定性学术会议论文集，1997，中国力学学会，1997

19 Moses H E. Eigenfunctions of the curl operator, rotationally invarient Helmholtz theorem, and applications to electromagnetic theory and fluid mechanics. SIAM J Appl Math, 1971, 21: 114~144

20 Lesieur M. Turbulence in Fluid. (2nd ed.), 1990, Kluwer Academic Pub., London

21 Melander M V, Hussain F. Polarized vorticity dynamics on a vortex column. Phys Fluids, 1993, A 5: 1992~2003

22 Virk D, Melander M V, Hussain F. Dynamics of a polarized vortex ring. J Fluid Mech, 1994, 260: 23~55

23 吴锤结，赵红亮．广义HWD-POD方法及湍流耦合低维动力系统．湍流理论新进展及其应用，上海：上海大学出版社，2000，70~76

24 Wu C J, Zhao H L. Generalized HWD-POD Method and Coupling Low-Dimensional Dynamical System of Turbulence, Dynamical Systems and Differential Equations(An added volume to Discrete and Continuous Dynamical Systems), eds. Joshua Du & Shouchuan Hu, 2001, 371~379

25 吴锤结，关晖，赵红亮．基于小尺度方程亚网格模式的大涡模拟方法．湍流理论新进展及其应用，上海：上海大学出版社，2000，77~82

26 关晖．湍流大涡模拟新方法及其并行计算．解放军理工大学硕士研究生学位论文，2001

战斗机机翼摇滚特性研究

孙海生

（中国空气动力研究与发展中心，绵阳 621000）

摘要 介绍了战斗机的机翼摇滚特性研究，研究内容包括低速风洞试验研究、运用非定常建模技术建立了机翼摇滚过程中的滚转力矩系数的表达式并进行了机翼摇滚的数值模拟，最后对机翼摇滚的发展、稳定阶段的能量转换进行了讨论。研究结果表明机翼摇滚的数值模拟与试验结果具有较好的一致性。

关键词 大迎角，机翼摇滚，风洞试验，数值模拟

引 言

现代战斗机强调机动性和敏捷性，然而在大迎角飞行时，在失速迎角附近很可能会出现机翼摇滚现象，这是飞行器在大迎角下由气动力作用激发的滚摆现象，这种自激滚摆不仅造成升力损失，而且由于纵横向自由度的耦合，严重影响了飞机的安定性和操纵性，限制了飞机的机动性和敏捷性，缩小了飞行包线。而高机动性和敏捷性正是当代和未来战斗机的重要指标之一。此外，在飞行包线内机翼摇滚还会带来一些安全问题，如飞机起飞和着陆时发生机翼摇滚现象，由于飞机的滚转速率和迎角均较大，飞机难以操纵。因此，研究机翼摇滚的现象及其机理，进而运用气动和控制技术克服或避免这一现象是飞机设计、特别是军机设计时需要考虑的重要问题之一。

20 世纪 80 年代以来，国外对机翼摇滚现象进行了大量的研究工作。研究工作主要是实验研究和理论分析。为了满足研制新一代高性能飞行器的要求，为型号试验提供可靠的飞行器机翼摇滚的风洞试验数据，更好地发挥风洞试验在飞行器设计中的作用，中国气动中心低速所近年来开展了机翼摇滚风洞试验技术研究，研制了机翼摇滚试验装置和测试设备，并对不同布局形式的战斗机模型进行了大量的试验研究。

运用非定常气动力建模技术，建立了 J7 飞机滚转力矩非定常气动力的非线性代数模型，并进行了机翼摇滚的数值模拟，预测了出现机翼摇滚的临界迎角，滚珠轴承的阻尼系数、初始滚转角位移等因素对机翼摇滚的影响，数值模拟结果与实验值进行了比较，具有较好的一致性。另外，对机翼摇滚的发展、稳定阶段的能量转换关系进行了研究。

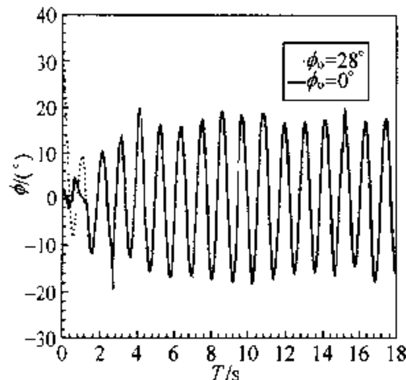


图 1 $\alpha=42°$ 时的机翼摇滚现象

1 机翼摇滚特性风洞试验研究

运用自由滚转试验装置，在 4m×3m 风洞，对 J7 飞机模型的机翼摇滚特性进行了试验研究。图 1 为 $\alpha=42°$，

风速 $v=35\mathrm{m/s}$ 时，滚转角随时间的变化过程，这是典型的机翼摇滚现象，从中可以看出经过约 4s 时间的发展阶段便形成稳定的机翼摇滚，机翼摇滚的振幅约为 17°，频率约为 1.0Hz，尽管初始滚转角不同，但对最终的结果无影响，最终的频率与振幅均不变，这说明机翼摇滚是不依赖于初始滚转角的滚摆现象。

2 机翼摇滚的数值模拟

2.1 机翼摇滚的数学模型

考虑的飞行器模型与试验所用的模型一致，其物理参数见表 1，模型支撑在自由滚转装置上。

表 1 J7 飞机模型物理参数与实验参数

展长 L/m	机翼面积 S/m^2	转动惯量 $I_{xx}/\mathrm{kg.m}^2$	实验风速 $V/\mathrm{m\cdot s^{-1}}$
0.715	0.3838	3.7×10^{-3}	35

单自由度机翼摇滚的运动方程为

$$I_{xx}\ddot{\Phi}=\left(\frac{1}{2}\rho V^2CS\right)m_x(\Phi,\dot{\Phi})-\mu_x\dot{\Phi} \tag{1}$$

方程式右边第二项考虑了转轴的滚珠轴承的阻尼作用。$\ddot{\Phi}$、$\dot{\Phi}$ 分别是滚转角对无量纲时间 t^* 的二阶、一阶导数。其 t^* 为

$$t^*=(V/L)t \tag{2}$$

为便于计算，将方程(1)改写为如下形式

$$\ddot{\Phi}=C_1m_x(\dot{\Phi},\Phi)-C_2\dot{\Phi} \tag{3}$$

式中，$C_1=\rho SCL^2/2I_{xx}$，$C_2=\mu_xL/I_{xx}V$。在进行数值模拟时，总是给定一个初始滚转角位移，然后从静止开始释放，对于机翼运动的初始条件总有下列形式

$$\Phi\mid_{t=0}=\Phi_0\ 及\ \dot{\Phi}\mid_{t=0}=0$$

方程(1)中含有滚转力矩系数，而滚转力矩系数的准确计算是数值模拟机翼摇滚现象的关键。目前滚转力矩系数的获得主要是利用涡格法(Vortex-Lattice Method)来进行计算或通过实验测得飞机大振幅振荡过程中的动态载荷。我们运用试验数据和非定常建模技术来建立滚转力矩系数的表达式，因为，气动力响应是运动变量及变量时间导数的非线性函数，因此滚转力矩系数模型可用如下类型的多项式来表达

$$m_x(\dot{\Phi},\Phi)=a_1\Phi+a_2\dot{\Phi}+a_3\Phi^3+a_4\Phi^2\dot{\Phi}+a_5\Phi\dot{\Phi}^2 \tag{4}$$

把方程(4)代入方程(3)可得如下形式

$$\ddot{\Phi}+\omega^2\Phi=\mu_1\dot{\Phi}+b_1\Phi^3+\mu_2\Phi^2\dot{\Phi}+b_2\Phi\dot{\Phi}^2 \tag{5}$$

式中，$\omega^2=-C_1a_1$，$\mu_1=C_1a_2-C_2$，$b_1=C_1a_3$，$\mu_2=C_1a_4$，$b_2=C_1a_5$。

2.2 计算结果与分析

利用上面的数学模型，对机翼摇滚现象进行了数值模拟计算。在计算过程中，c_2(滚珠轴承的阻尼系数)是可以变化的，这样可考察在机翼摇滚试验中，不同轴承的摩擦系数对机翼摇滚特性的影响。

2.2.1 不同迎角情况下的计算结果

从图 2 和图 3 可知，$\alpha=42°$，$\Phi_0=5°$时存在机翼摇滚现象，而 $\alpha=15°$，$\Phi_0=7.7°$时，机翼振

荡最终衰减至 $\Phi=0$ 的平衡位置。相平面也说明了这一点，α 为 15°时相轨迹收敛于中心点，而 α 为 42°时相轨迹收敛于稳定的极限环。从图 2 中可看出，机翼摇滚的振幅约为 17.5°，周期约为 1.0s。

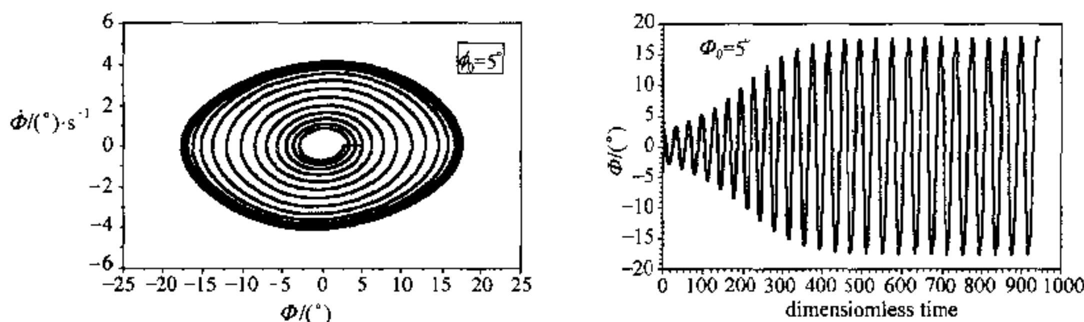


图 2 $\alpha=42°, \Phi_0=5°$时存在机翼摇滚现象

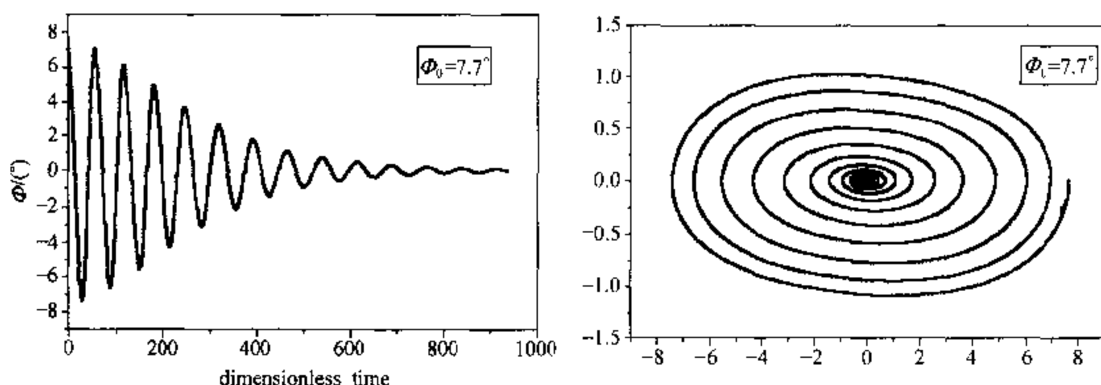


图 3 $\alpha=15°, \Phi_0=7.7°$时的机翼振荡现象

2.2.2 机翼摇滚临界迎角的预测

将方程(5)作为二次一阶系统方程，令

$$Y_1 = \Phi \text{ 及 } Y_2 = \dot{Y}_1 = \dot{\Phi} \tag{6}$$

$$\ddot{\Phi} = \dot{Y}_2 = -\omega^2 Y_1 + \mu_1 Y_2 + b_1 Y_1^3 + \mu_2 Y_1^2 Y_2 + b_2 Y_1 Y_2^2 \tag{7}$$

为了求其平衡位置，令 $\dot{Y}_1=\dot{Y}_2=0$。由方程(7)的解为 $Y_1=0, \pm\omega\sqrt{b_1}$。要使方程(7)存在非零解(即出现机翼摇滚)必须 b_1 大于零，从计算可知，b_1 变号的迎角约为 32°左右。另外从图 4 可以看出，滚转阻尼导数从负变正的迎角也在 32°附近。但是出现机翼摇滚与滚转阻尼丧失是否为充分必要条件，有待进一步的研究。但是对 10 号、前掠翼布局等模型的试验研究发现，机翼摇滚与滚转阻尼丧失出现在同一迎角。

但是迎角大于 32°以后机翼处于任何状态是否都会进入机翼摇滚？图 5 是 $\alpha=34°$时数值积分方程(7)得到的相平面，从中可以看出，从阴影区出发的相轨迹将发散，不会收敛于极限环。因此迎角小于临界迎角时一定不会出现机翼摇滚现象，迎角大于临界迎角时机翼处于某些范围内才会出现机翼摇滚现象。

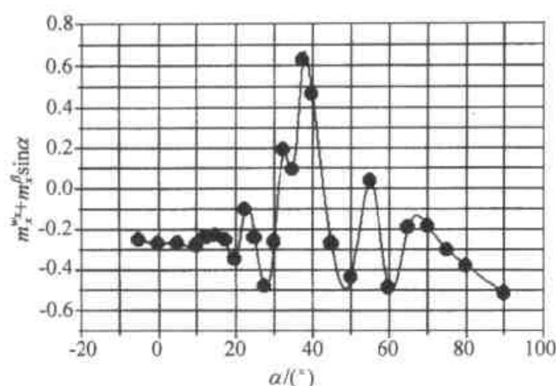


图 4　不同迎角下的动导数曲线

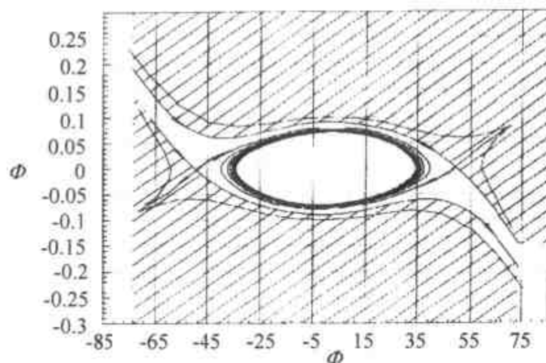


图 5　$\alpha = 34°$时,数值积分方程(7)得到的相平面

2.2.3　初始角位移对机翼摇滚的影响

图 6 是 $\alpha = 42°$,初始角位移对机翼摇滚随时间变化的影响。图 6(a)的初始角位移是 28°,图 6(b)的初始角位移是 15°,从图可以看出,两者最终的结果是一样的,机翼摇滚的振幅和周期都不变,这说明对于一给定迎角(大于机翼摇滚的临界迎角),机翼摇滚是唯一的自诱导振荡,与初始角位移无关。

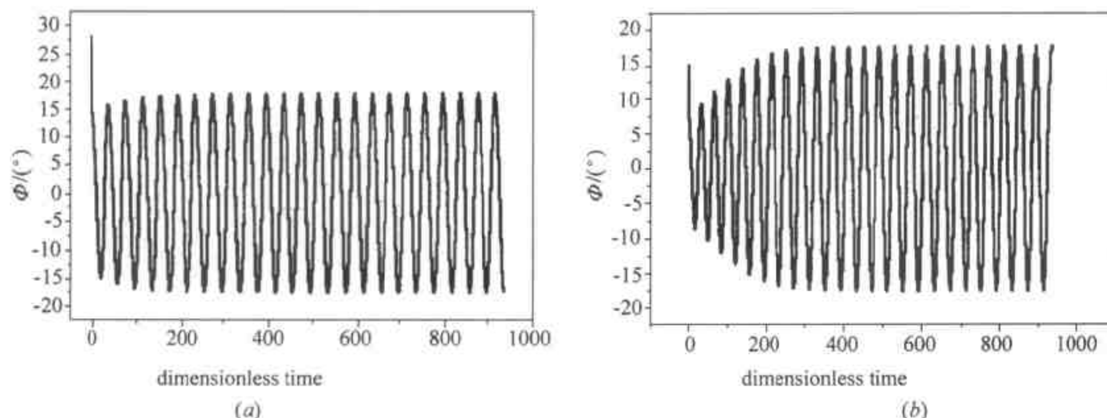


图 6　不同初始角位移对机翼摇滚的影响

(a) $\Phi_0 = 28°$; (b) $\Phi_0 = 15°$。

2.2.4　轴承阻尼系数对机翼摇滚的影响

表 2 是在 $\alpha = 42°$, $\Phi_0 = 5°$时,无量纲轴承阻尼系数的不同值对机翼摇滚随时间变化的影响。从表 2 可以看出,随着阻尼系数的增大,机翼摇滚的振幅和周期都减小,当阻尼系数增大到一定程度,无机翼摇滚现象发生。另外,计算表明轴承阻尼系数越大,其 $m_x \sim \Phi$ 曲线的面积越大,说明系统增加的能量越多,机翼摇滚从发展阶段过渡到稳定阶段的时间越长。

表 2　滚珠轴承不同阻尼系数对机翼摇滚特性的影响

C_2	振幅	周期	$K(K=\omega l/v)$	C_2	振幅	周期	$K(K=\omega l/v)$
0.000	18.47	0.962	0.925	0.006	13.06	0.906	0.977
0.001	17.94	0.953	0.942	0.007	11.59	0.897	0.980
0.002	17.33	0.938	0.959	0.008	10.05	0.887	0.986
0.003	16.64	0.924	0.963	0.009	9.12	0.878	0.992
0.004	15.85	0.918	0.968	0.010	7.52	0.871	0.994
0.005	13.93	0.913	0.971	0.011	7.32	0.869	0.998

2.3 计算结果与实验结果的比较

表3给出了利用本文计算结果与 CARDC4m×3m 风洞实验结果的比较。从表中可以看出两者的结果比较一致,差别很小。

表3 本文计算结果与实验值的比较(括号内为实验值)

α/(°)	振幅/(°)	周期/s	$K(K=\omega l/v)$
42	17.84(17.3)	0.98(1.02)	0.130(0.126)
35	15.63(15.50)	0.95(0.98)	0.135(0.131)

3 机翼摇滚发展、稳定阶段的能量转换关系

对于单自由度模型运动系统,能量变化速率等于作用在系统上的滚转力矩乘以角速度,在摇滚过程中,一定的时间间隔内,系统增加或释放的能量可表示为

$$\Delta E = qsb\int_{t_1}^{t_2} m_x(t)\dot{\Phi}(t)\mathrm{d}t \tag{8}$$

上式经积分变量变换后,可改写成瞬时滚转角 $\Phi(t)$ 的形式:

$$\Delta E = qsb\int_{C_\Phi} m_x(\Phi)\mathrm{d}\Phi \tag{9}$$

式中 C_ϕ 是滚转力矩系数 c_1 随滚转角 Φ 的变化曲线,式(2)的积分值直接对应于摇滚过程中一个周期内的能量转换,当 $m_x-\Phi$ 曲线顺时针方向变化,能量增加到系统中,反之,能量从系统中释放。

图7为摇滚过程中一周内滚转力矩系数随滚转角的变换关系。由图7(a)所知,模型在滚转过程中一直在吸收能量。图7(b)表明,滚转角 $|\Phi|<9°$ 时,有一较大的顺时针封闭曲线,说明模型在摇滚过程中获得气动能量,$\Delta E>0$,滚转阻尼为负阻尼;在 $|\Phi|>9°$ 时,有两个逆时针方向的封闭环,说明模型在摇滚过程中释放气动能量,$\Delta E<0$,滚转阻尼为正阻尼;而且顺时针方向的环面积与两个逆时针方向的封闭环相当,这说明在机翼摇滚过程中,获得与释放的能量大体相等。因此要使飞机模型在一定迎角下发展成机翼摇滚,获得与释放的气动能量必须大体相等。

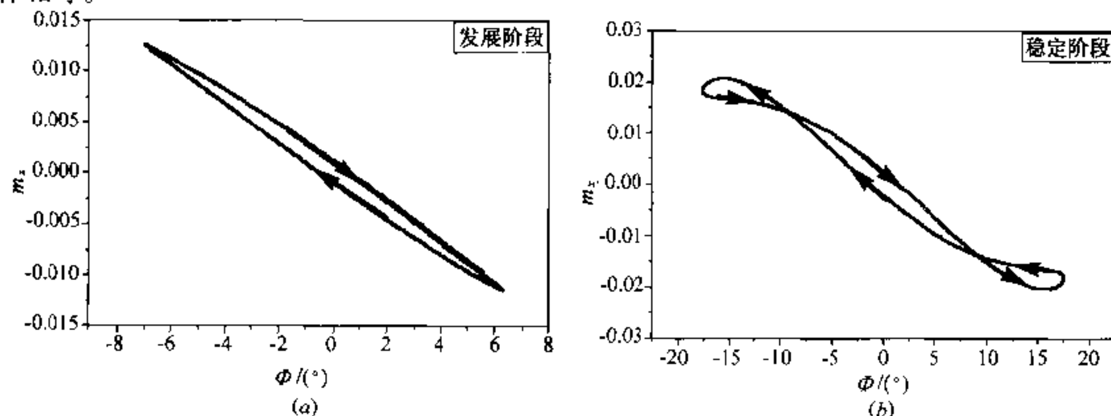


图7 摇滚过程中一周内滚转力矩系数随滚转角的变换关系

(a)发展阶段;(b)稳定阶段。

4 结论

本文对J7飞机在大迎角情况下可能会出现的机翼摇滚现象从试验、理论预测以及从发展到稳定阶段的能量转换关系进行了研究。结合相平面分析，对不同迎角、初始角位移、滚珠轴承的阻尼系数等因素对机翼摇滚的影响进行了探讨，结果表明：

①理论计算和实验结果吻合得较好，结果比较一致，说明所建立的滚转力矩数学模型是合理的。

②滚珠轴承的阻尼系数对机翼摇滚的振幅、周期有重要影响，因此轴承的选取是机翼摇滚试验考虑的重要因素之一。

③用能量转换法来分析机翼摇滚的发展阶段、稳定阶段的能量转换过程是一种实用、简易的方法。

稀薄气体动力学的发展

沈 青 樊 菁

(中国科学院力学研究所高温气体动力学开放实验室,北京 100080)

摘要 回顾了钱学森在稀薄气体动力学方面的贡献,综述了过渡领域求解方法,介绍了稀薄气流领域一些前沿问题以及我们这方面的工作。

关键词 稀薄气流,DSMC 方法,信息保存法

1 钱学森为稀薄气体动力学作的开创性工作

稀薄气体动力学研究的是分子平均自由程与流动中典型尺度相比为不可忽略时的气体流动行为,气体动理论(分子运动论)是其研究的主要工具。对于稀薄气体动力学的研究是从 19 世纪 Maxwell 等人的工作开始的,但当时研究局限于速度很慢的情况。第二次世界大战后,与空间探索引起的高空高速飞行的蓬勃发展相适应,稀薄气体动力学走上了前台,取得了显著的进展。有的学者认为第一届国际稀薄气体动力学会议在法国尼斯召开的 1958 年 7 月(以后每两年召开一次)是现代稀薄气体动力学的诞生日。其实,在这以前约十年间已有很多学者进行了重要的研究。钱学森于 1946 年发表的开创性文章[1]对这种进展起了推动作用。

钱学森在 Journal of Aeronautical Sciences 上发表了题目为"Superaerodynamics, Mechanics of Rarefied Gases"的文章,他从空气动力学观点,总结了以前有关稀薄气体的研究成果,预见到空间时代的到来,稀薄气体动力学将得到蓬勃的发展,提出了稀薄气体动力学流动领域的划分,为现代稀薄气体动力学的研究作了开创性的工作。

钱学森依据 Knudsen 数(平均自由程 λ 与流场特征长度 L 的比值)将稀薄气体流动划分为三大领域,即滑流领域、过渡领域和自由分子流领域。他用粘性系数的表达式 $\mu = 0.499\rho\bar{v}\lambda$,把 λ 与 $v = \mu/\rho$ 和声速 a 联系起来:$\lambda = 1.255\sqrt{\gamma}(v/a)$,$\bar{v}$ 是平均热运动速度,γ 是比热比。这样 Knudsen 数(Kn)就与 Mach 数(Ma)和 Reynolds 数(Re)联系起来了

$$Kn = \lambda/L = 1.255\sqrt{\gamma}Ma/Re \tag{1}$$

按照 Kn 数的大小,稀薄气体动力学划分为三大领域,即滑流领域($0.01 < Kn < 0.1$),过渡领域($0.1 < Kn < 10$)和自由分子流领域($Kn > 10$)。钱学森强调了划分领域时在不同场合下要考虑不同的特征长度,如在大 Re 数下,他选取了边界层厚度 $\delta \sim \sqrt{Re}L$ 而不是 L 作为特征长度。这种思想被后人加以发展,如连续模型的破坏发生在 N-S 方程中输运系数表达式不再正确,即宏观量梯度的标尺长度 $L = \rho/(|\mathrm{d}\rho/\mathrm{d}x|)$ 变得可比的时候,即 $Kn = \lambda/(\rho/(|\mathrm{d}\rho/\mathrm{d}x|) > 0.1$ 当时,间断效应出现,连续模型不复正确。这样,稀薄气体动力学领域划分的界限在不同的场合下不断精确化,但三大领域划分及有关其划分的依据仍然是钱学森提出的,没有原则性的改变。

关于滑流领域中的控制方程和边界条件,钱学森进行了深入讨论。他指出在常压下,N-S

方程为非均匀气体动理论中 Chapman-Enskog 展开的一阶近似所证实，而二阶近似给出应力和热流的附加项，它们在稀薄气体情况下是重要的和不可忽略的。这就是 Burnett 应力项和热流项[2,3]。钱学森分析了附加热流与应力项为普通热流和应力项的比值，指出其为 $Ma(\lambda/L)$的量级，对于高 Ma 数下的滑流，普通 N-S 方程不是真实物理关系的正确描述，而应采用 Burnett 热流和应力项。同时需要有比通常气体动力学为多的边界条件。虽然有一段时间将 Burnett 方程应用于高超声速流动遇到困难，但从 20 世纪 80 年代后期起，对一维激波结构和高超声速绕流的研究均表明，Burnett 方程给出比 N-S 方程更好的与直接模拟 Monte Carlo (DSMC)方法更好的相符。可以说，钱学森关于在高 Ma 数滑流区要利用 Burnett 应力与热流作为气体动力学本构关系的设想得到了完全的证实。

钱学森指出过渡领域分子间的碰撞为分子与壁面的碰撞同样重要，问题极为复杂。求解过渡领域的流动问题，是稀薄气体动力学的核心内容。

2 过渡领域求解的进展

在 Kn 数约介于 0.1 和 10 之间的过渡领域，比较简单的自由分子流理论和业已成熟的连续介质方法均不适用，而不得不求解完全的 Boltzmann 方程，或作为其等价的物理数学处理。

单组分气体的 Boltzmann 方程

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \cdot \frac{\partial f}{\partial \bar{v}} + F \cdot \frac{\partial f}{\partial c} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \equiv \int_{-\infty}^{\infty}\int_{0}^{4\pi}(f^* f_1^* - ff_1)c_r\sigma \mathrm{d}\Omega \mathrm{d}c \tag{2}$$

其仅有未知函数为有相空间密度意义的分子速度分布函数 $f(c,r,t)$，F 为外力场。一般情况下(三维非定常)f 是 7 个自变量的函数。如果每一维布置 100 个网格，就要求布置 10^{14}个网格。而且要合理地选择有限的速度上界，使问题能够处理且不影响解的精度。Boltzmann 方程求解的难度，还在于右端碰撞项的计算。式(2)的右端第二项($-ff_1$)代表碰撞引起的 c 类分子数目的减少，对于每一个 c 的相空间点要求出对另一个相空间 c_1 的所有点的求和。式(2)的右端第一项代表逆碰撞引起的 c 类分子的增加，即要对 c, c_1 的所有逆碰撞求和。而且每一项要对碰撞的所有命中参数求和。所以 Boltzmann 方程的求解在方法上主要在于对碰撞积分计算的处理。

Nordsiek 和 Hicks[4] 以及 Yen 等人建议了一种计算 Boltzmann 碰撞积分的 Monte Carlo 求积方法。对于方程左端的流体力学项采用的就是通常的有限差分法。用之求解了正激波构造等问题[6]，得到了令人满意的结果。Tcheremissine[7]对于这种方法引入了两点改进，即利用双体碰撞的对称性减少计算量，并利用随机化均匀分布结点代替随机布置的结点进行 Monte Carlo 求积，使得可以利用 Boltzmann 方程求解一些二维和三维问题。

Broadwell 首先引入有限个数的间断的速度，代替整个无限的连续的速度空间，使 Boltzmann 方程退化为对于与有限速度对应的有限个密度值的方程，这种方法称为间断纵坐标或间断速度方法。Gatignol[9] 和 Cabannes[10] 以一般的形式引入间断速度模型，用 $c_1, c_2, \cdots, c_p$ 集合代替整个速度空间，n_i 代表时刻 t，位置 r 上具有 c_i 的分子的数密度，将间断的 Boltzmann 方程写为

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + c_i \cdot \frac{\partial}{\partial r} n_i = \sum_{j=1}^{p} \sum_{(k,l)} A_{ij}^{kl}(n_k n_l - n_i n_j) \qquad i = 1,2,\cdots,p \tag{3}$$

其中 A_{ij}^{kl} 为转换几率

$$A_{ij}^{kl} = \sigma_T c_{rij} p_{ij}^{kl}, \sum_{k,l} p_{ij}^{kl} = 1 \tag{4}$$

p_{ij}^{kl} 是 c_i, c_j 碰撞后转换为 c_k, c_l 的几率。最近,Bodylev 等人证明了均匀网格间断速度模型收敛于 Boltzmann 方程,并给出了用间断速度模型求积的误差的估值。这是间断速度方法的一个重要的发展。迄今,利用间断速度方法求解的问题很多为简单的几何和分子模型。

Boltzmann 方程在平衡态下的解 Maxwell 分布的存在,使得可以寻求这个解附近的线化 Boltzmann 方程的解,这当然就使问题限于低速的流动。对于低速流动的稍稍偏离于静止的气体,其速度分布函数 $f(c,r,t)$ 与 Maxwell 分布 f_0 的差别为小量

$$f(c,r,t) = f_0[1 + \varphi(c,r,t)] \tag{5}$$

将式(5)代入 Boltzmann 方程(2)(无外力场时),并保留 φ 的一阶量,得到

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + c_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = \int f_{01}(\rho^* + \rho_1^* - \varphi - \varphi_1) c_r \sigma_T \mathrm{d}\Omega \mathrm{d}c_1 \tag{6}$$

Grad[12] 和 Cercignani 研究了右端项进一步化简的问题。Sone, Ohwada 等人发展了有效的数值方法求解这简化的线化 Boltzmann 方程,得到了一些低速(剪切和热蠕动问题,Poisenlle 流和 Couette 流等)问题的准确的数值解。

Vallander 从分子动理论出发导出了积分形式的基本方程(这一方程也可以从 Boltzmann 方程出发推导出来)。他倡导了从积分方程出发求解稀薄气体动力学的方法,即积分方法。寻求积分方程的解的最方便的方法当属迭代法,它还被用来证明 Boltzmann 方程解的存在性定理。

还有一种不解 Boltzmann 方程,而是求解其矩方程的作法。后者是将 Boltzmann 方程乘以某个分子的量 Q,再将其对整个速度空间求积分(求矩)而得到的

$$\frac{\partial}{\partial t}(n\overline{Q}) + \overline{V} \cdot (n\,\overline{cQ}) - n\boldsymbol{F} \cdot \overline{\frac{\partial Q}{\partial c}} = \Delta[Q] \tag{7}$$

式中 $\overline{Q}$ 表示 Q 的平均值

$$\overline{Q} = \frac{1}{n}\int Qf\mathrm{d}c \tag{8}$$

$\Delta[Q]$ 为碰撞积分,代表量 Q 在碰撞前后发生的变化。

Euler 方程、N-S 方程和 Burnett 方程就是 Chapman-Enskog 展开求解 Boltzmann 方程时的零阶、一阶和二阶矩方程。Grad 把 ρ, p, u_i, τ_{ij} 和 q_i(密度、压力、速度、应力张量和热流向量)看作 13 个平等的未知函数得到 13 个矩方法,即 Grad 方程。Burnett 方程和 Grad 方程初期是同样引起重视,但后者一直未给出受到实验和直接统计模拟支持的结果。Burnett 方程则在 20 世纪 80 年代末再度引起重视。矩方法多应用于定常一维问题,如激波结构平板间的热传导问题,Couette 流和 Rayleigh 问题等。对于二维或轴对称流动和三维流动则很难构造出与流场适应的分布函数。

Boltzmann 方程右端碰撞项的复杂性还使有的研究者建议用简化的碰撞项来代替它,最著名的模型方程是由 Bhatnagar, Gross 和 Krook[19] 提出来的

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{c} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}} + \boldsymbol{F} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{c}} = v(f_e - f) \tag{9}$$

式中 f_e 是局部平衡分布,v 是碰撞频率,并称为 BGK 方程。BGK 方程因其简单在过渡领域

被广泛应用。有一类有实际意义的小扰动问题,是用 BGK 模型而不是用 Boltzmann 方程求解的。但 BGK 方程终究是用一个近似项代替了有坚定物理基础的准确项。最近,对壁温突升引起的流动和 Rayleigh 问题用直接模拟 Monte Carlo 方法进行了模拟[20,21],并与用 BGK 方程进行的准确数值解比较,表明在远离平衡时,BGK 方程是不准确的。

随着电子计算机的出现,诞生了从模拟流动的物理出发的直接模拟方法,并随计算机的速度和内存能力的提高而得到充分发展。直接模拟方法是在计算机中追踪大量分子的运动与壁面的碰撞,分子间的碰撞以及碰撞中内能的变化以至化学反应等。直接模拟方法再分为确定论模拟方法和几率模拟方法。

Alder 和 Wainwright 提出的分子动力学方法[22]属确定论的模拟方法。这种模拟方法要达到物理过程的完全再视,就要保证模拟分子尺寸,分子数密度,流动几何,从而在模拟中模拟分子数要与流动中的完全一致。这一要求对于稠密气体比对于稀薄气体更容易实现。这样分子动力学方法就弥补了稠密气体中 Boltzmann 方程不适用的空缺。

Bird 提出的直接模拟 Monte Carlo (DSMC)方法,最早模拟均匀气体中的松弛问题和激波结构[24],后来发展到模拟二维、三维几何复杂问题,并包含了流动中的复杂的物理化学过程[25,26]。在分子初始位形布置、碰撞和碰撞后果(包括分子速度的改变)都靠随机数的产生和变换决定。同时 DSMC 方法以少量的模拟分子代表大量的真实分子。方法的关键之点是在一个时间步长 Δt 内将分子的运动和碰撞解耦,而依据分子动理论的分析来选择有代表性的碰撞以保证模拟中的运动和碰撞与真空流动中一致。Boltzmann 方程为 DSMC 方法遵循相同的物理推理,均要求分子混沌和稀疏气体的假设。DSMC 方法不依赖逆碰撞的存在,可以应用于三体碰撞的化学复合反应的情况。在 DSMC 方法中,引入真实的分子表面相互作用模型以及处理伴随有化学反应和辐射的气体流动是容易的,同时 DSMC 方法可以较容易地模拟直到三维的复杂流场。尤其是 DSMC 方法在模拟流动宏观总体效应[27]和流场的分布函数一级的精细结构方面,都经受了严格的实验检验,使其地位和作用得到了流体力学界的确认。

3 稀薄气体动力学的前沿课题

稀薄气体动力学的应用领域除航天外,还有真空系统等离子体材料加工,微电子刻蚀,微机电系统,化工等在处于 21 世纪技术发展前沿的领域。这里介绍我们做了一些工作的某些前沿课题。

3.1 微尺度气流

现有微机电系统(MEMS),如微型电机、传感器、泵、阀门等,特征长度已达到微米量阶。由于纳米技术的发展,更微小的器械也在积极研制中。实验发现稀薄气体效应对 MEMS 的气动力、热有显著影响。因此,关于普通尺寸装置的设计经验不能直接推广应用于 MEMS,需要利用稀薄气体动力学的理论和方法做新的研究。

在高超声速稀薄气体流动中获得广泛成功的直接模拟蒙特卡罗(DSMC)方法,在处理微尺度气流时,遇到很大困难。由于统计涨落,DSMC 方法存在着不可避免的背景噪声。背景噪声所引起速度涨落的量阶为 $v_m/\sqrt{N_s}$(v_m:热运动速度,N_s:统计样本个数)。MEMS 实验中气流速度,量阶为 1m/s 或更小[29],远低于室温下的热运动速度(10^3m/s)。用 DSMC 方法模拟 MEMS 流动,而临着宏观流动现象完全被背景噪声淹没的问题。国际上对这个问题十分重

视，认为是对统计模拟的挑战[30]。

为解决这个困难，我们提出了信息保存法（Information Preservation, IP）。IP方法建议每一个模拟分子，除了通常的分子速度外，还携带所谓的信息速度，用来记录每个模拟分子所代表的许多真实分子的集团速度。IP方法采取与DSMC相同的分子运动和碰撞规则，但为了避免热运动引起的统计涨落，宏观速度通过分子信息速度统计平均获得。

IP方法已成功地应用于一维定常Couette流动、Poiseuille流动、非定常Rayleigh流动[31,32]，二维外流（NACA 0012绕流、平板绕流）和内流（微槽道流动）[33-36]，三维微型过滤器流动[37]。图1比较了IP方法、线性Boltzmann方程、滑移Navier-Stokes方程和实验给出的Poiseuille流动质量流量与Kn数（分子自由程与槽道宽度之比）的关系[32]。质量流量在$Kn=1$附近取最小值。这个现象是M. Knudsen首先在实验中观测到的，称为Knudsen佯谬。IP结果，在过渡领域与实验和Boltzmann解符合得很好；在$Kn<0.1$的区域，与滑移Navier-Stokes解符合得很好。图2比较了IP方法、DSMC方法、矩方法、滑移Navier-Stokes方程和自由分子流理论给出的非定常Rayleigh流动中表面剪应力时间变化。IP结果，在$t\ll\tau_c$（分子平均碰撞时间）和$t>5\tau_c$时，分别得到自由分子流和滑移Navier-Stokes解支持；在过渡领域，与DSMC结果符合得很好。但是DSMC结果所需时间，在一个DEC Alpha 1000A服务器上，约为180 CPU小时，IP计算仅需23 s。从这里可以看到IP方法的价值。

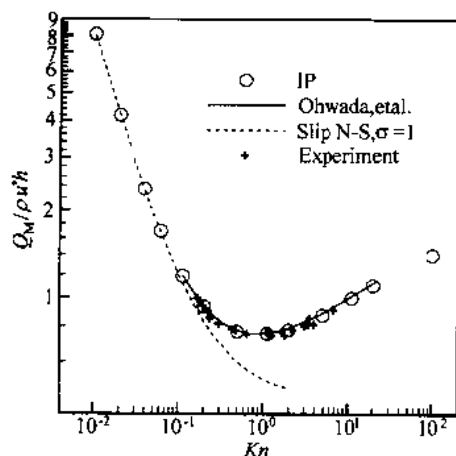


图1 Poiseuile流动质量流量与Kn数关系

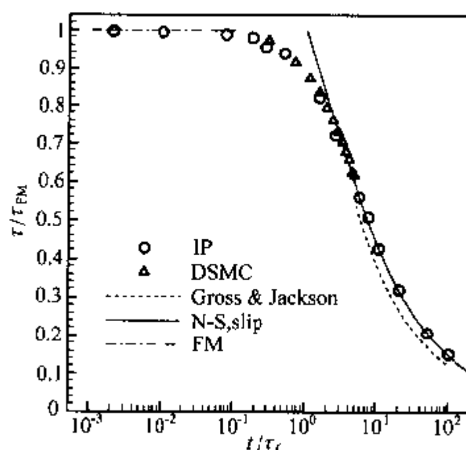


图2 Rayleigh流动中表面剪应力随时间的变化

3.2 真空非平衡气流

先进薄膜沉积与刻蚀是当前十分活跃的研究领域。以高温超导YBCO薄膜的电子束物理气相沉积为例[38,39]。利用真空泵，沉积腔的背压保持在10^{-5}Torr①。通过电子束加热，使钇、钡、铜铸锭表面熔融、蒸发。所形成的金属蒸气射流，经过真空腔的快速膨胀，冲向基底材料表面并沉积形成薄膜。技术关键是将金属原子，按要求的速度和摩尔组分比，从铸锭表面运输到基底材料表面。

对这类流动，以自由分子流理论为基础的传统分析方法，忽略原子碰撞，假设射流场符合余弦分布。然而，实际工艺为提高薄膜沉积速率，所采取的电子束功率能够在铸锭表面产生很高蒸发率。这使得铸锭表面附近流场数密度较高，原子碰撞效应显著。

① 1Torr = 133.322Pa。

图 3 比较了钇单独蒸发时,DSMC、自由分子流和实验给出的薄膜沉积厚度分布。钇铸锭表面蒸发率和温度分别为 1.129×10^{-5}mol/cm^2·s 和 2091K。沉积时间为 12min。自由分子流解明显低于 DSMC 和测量数据。这是因为原子碰撞在一定程度上阻止了原子自由扩散并沉积到真空腔和挡板表面,使它们有更多机会到达基底表面。

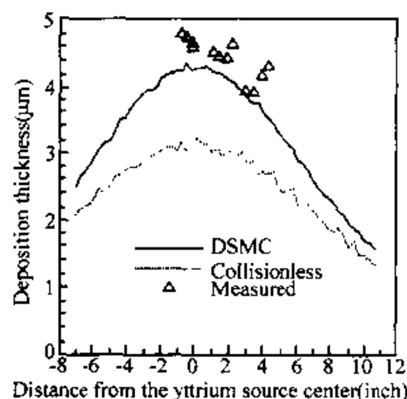


图 3　钇薄膜沉积厚度分布的比较

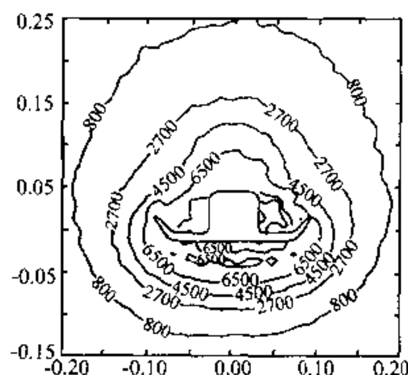


图 4　Hermes 航天飞机模型在 $x=0.285$m 截面的平动温度等值线

3.3　高空高速气流

这方面研究背景是再入过程、用于在轨卫星、飞船、航天飞机姿态和高度控制的化学或电推进系统效率、推进系统羽流场对本体的污染、太阳帆、轨道转换器(AOTV)、深空探测,以及目前引起关注的美国国家导弹防御系统(NMD)。以 NMD 为例,为有时间完成预警、目标识辨、跟踪、防御系统启动并进行多次拦截,拦截重点放在飞行段(例如,2001 年 7 月 14 日,美国新一次导弹拦截试验的截击高度为 226 km)。目标识辨和跟踪需要精确了解发动机羽流形成的稀薄非平衡流场及其不同频段的光学特征[40]。

DSMC 方法是分析高速稀薄非平衡气流的主要工具。为了事半功倍地分析上述各种稀薄气流场,人们一直努力发展高效的 DSMC 通用算法[27,41~44]。我们提出的位置元新方案[42~44],兼具 Bird 位置元方案的效率[27]和无结构网格方案[41]准确描述物形的优点。该方案给出的圆球自由分子流表面热流和压力分布与准确解符合得很好[42];图 4 是有关 Hermes 航天飞机模拟结果[43](机身长 0.29m, $T_\infty=181$K, $\rho_\infty=7.96\times10^{-6}$kg/m^3, $\nu_\infty=7500$m/s, $T_w=350$K,迎角 20°)。

为了准确模拟稀薄非平衡流场,还必须发展描述不同物理和化学过程的微观模型。在处理内能松弛方面,我们提出了振动能交换几率依赖总碰撞能的模型,并克服了碰撞后振动能取样时遇到的奇异性问题[45,46]。在化学反应模拟方面,提出了依赖空间取向的微观化学反应判据[47]。由此获得的反应速率常数与实验数据符合,并初次解释了实验数据拟合公式中,置换反应温度远低于离解温度的现象。

参　考　文　献

1　Tsien HS. Super aerodynamics-mechanics of rarefied gases. J Aero Sciences, 1946, 13: 653~664

2　Burnett D. The distribution of molecular velocities and the mean motion in a non-uniform gas. Proc London Math Soc. 1935,

40: 382

3 Chapman S, Cowing TG. The Mathematic Theory of Non-uniform Gases. Oxford: Cambridge Univ. Press, 1960

4 Nordsiek A, Hicks BL. Monte Carlo evalution of the Boltzmann collision integral. In Rarefied Gay Dynamics, ed. by CL Brundin. Academic Press, 1967, 675~710

5 Yen SM. Monte Carlo solution of nonlinear Boltzmann equations for problems of heat transfer in rarefied gases. J of Heat Mass Transfer, 1970, 14: 1865~69

6 Hick BL, Yen SM, Reiley BJ. The internal structure of shock waves. J Fluid Mech, 1972, 53: 85~112

7 Tcheremissine FG. Fast solutions of the Boltzmann equation. in Rarefied Gas Dynamics, ed by AE Beylich, VCH, 1991, 273~284

8 Broadwell JE. Study of rarefied flow by the discrete velocity method. J Fluid Mech, 1964, 19: 401~414

9 Gatigrol R. Theoric Cinetique des Gas a Repartition Discrete de Vitesses. Lecture Notes in Physics, Springer, 1975

10 Cabannes H. The Discrete Boltzmann Equation, Lecture Notes. Univ. of California, Berkeley, 1980

11 Bobylev AV, Palczewsky A, Schneider J. Discretization of the Boltzmann equation and discrete velocity models. in Rarefied Gas Dynamics, ed. by J Harvey and G Lord, 1995, Vol.2, 857

12 Grad H. Asymptotic theory of the Boltzmann equation. in Rarefied Gas Dynamics, ed. by JA Laurmann, Academic, 1963, Vol.1, 26~59

13 Cercignani C. Theory and Application of the Boltzmann Equation. Scottish Academic, 1975

14 Sone Y, Ohwada T, Aoki K. Temperature jump and Knudsen layer in a rarefied gas over a plane wall. Phys Fluids A, 1989, 1: 363~370

15 Ohwada T, Sone Y, Aoki K. Numerical analysis of the shear and thermal creep flow. Phys Fluids A, 1989, 1: 1588~1599

16 Ohwada T., Sone Y, Aoki K. Numerical analysis of the Poiseulle and thermal transpiration flows. Phys Fluids A, 1989, 1: 2042~2049

17 Valander SV. Doklady Akad. Nauk SSSR, 1960, Vol.131, No.1

18 Grad H. On the kinetic theory of rarefied gases. Commun On Pure and Applied Math, 1949, 2: 331~407

19 Bhatnagar PL, Grass EP, Krook M. A model for collision processes in gases. Phys Rev, 1954, 94: 511~525

20 Shen C, Xu X, Hu Z, Wu W. Transient motion of rarefied gas caused by heat addition. Progress in Astro Aeronautics, 1994, 159: 234

21 Shen C, Yi ZQ. Direct numerical test of the BGK model by the DSMC method. Acta Mechanica Sinica, 2000, 16: 133

22 Alder BJ, Wainwright TE. Studies in molecular dynamics. J Chem Physics, 1957, 27: 1208~1209

23 Bird GA. Approach to translational equilibrium in a rigid sphere gas. Phys Fluids, 1963, 6: 1518~1519

24 Bird GA. Shock wave structure in a rigid sphere gas. In rarefied Gas Dynamics, ed. by JH de Leauw, 1965, Vol.1, 216~222

25 Bird GA. Molecular Gas Dynamics. Oxford: Clarendon Press, 1976

26 Bird GA. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. Oxford: Clarendon Press, 1994

27 Bird GA. Application of the DSMC method to the full shuttle geometry. AIAA paper 90-1692

28 Pham-Van Diep GC, Erwin EA, Muntz EP. Nonequilibrium molecular motion in a hypersonic shock wave. Science, 1989, 245: 624

29 Ho CM, Tai YC. Micro-electro-mechanical systems (MEMS) and fluid flows. Ann Rev Fluid Mech, 1998, 30: 579~612

30 Oran ES, Oh CK, Cybyk BZ. Direct simulation Monte Carlo: recent advances and application. Ann Rev Fluid Mech, 1998, 30:403~441

31 Fan J, Shen C. Statistical simulation of low-speed unidirectional flows in transition regime. in Rarefied Gas Dynamics, edited by R. Brun, 1999, Vol. 2: 245~252

32 Fan J, Shen C. Statistical simulation of low-speed rarefied gas flows. J Comput Phys, 2001, 167: 393~412

33 Fan J, Boyd ID, Cai CP, Hennighausen K, Candler GV. Computation of rarefied gas flows around a NACA 0012 airfoil. AIAA J, 2001, 39(6)

34 Cai CP, Boyd ID, Fan J, Candler GV. Direct simulation methods for low-speed micro-channel flows. J Thermophys & Heat Trans, 2000, 14: 368~378

35 Sun QH, Boyd ID, Fan J. Development of an information preservation method for subsonic, micro-scale gas flows. 22nd Symposium on Rarefied Gas Dynamics, Sydney, July, 2000
36 Sun QH, Boyd ID, Fan J. Development of particle methods for computing MEMS gas flows. IMECE 2000 MicroFluidics Symposium, Orlando, November 2000
37 Liu HL, Xie C, Shen C, Fan J. Gas flows through micro membrane filters. 22nd Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Sydney, July, 2000
38 Fan J, Boyd ID, Shelton C. Monte Carlo modeling of electron beam physical vapor deposition of yttrium. J Vac Sci & Tech A, 2000, 18: 2937～2945
39 Fan J, Boyd ID, Shelton C. Monte Carlo modeling of YBCO deposition. 22nd Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Sydney, July 2000
40 Simmons FS. Rocket Exhause Plume Phenomenology. California: The Aerospace Press, 2000
41 Laux M, Fasoulas S, Messerschmid, EW. Development of a DSMC code on planar unstructured grids with automatic grid adaptation. AIAA Paper 95-2053
42 沈青,樊菁,胡振华,徐晓燕．过渡领域三维绕流直接统计模拟的新算法．空气动力学学报,1996, 14: 467～475
43 Shen C, Fan J, Hu ZH, Xu XY. A new version of position element algorithm of DSMC calculation of three-dimensional transitional flows. in Rarefied Gas Dynamics, edited by C. Shen, 1997. 162～167
44 樊菁,刘宏利,沈青,陈黎明．直接统计模拟位置元算法中的分子表面反射的确定论判据．空气动力学学报,2000, 18: 180～187
45 沈青,吴万泉,胡振华,徐晓燕．均匀气体中内自由度激发松弛与离解反应的直接统计模拟．空气动力学学报,1991, 9: 1～7
46 Shen C, Hu Z, Xu X, Fan J. Monte Carlo simulation of vibrational energy relaxation in rarefied gas flows. in Rarefied Gas Dynamics, ed. by J Harvey & G Lord, 1995, Vol. 1, 469～475
47 Fan J, Shen C. A sterically dependent chemical reaction model. ibid, 1995, Vol. 1, 448～454

脉冲式试验技术
在超燃发动机研究中的应用

乐嘉陵

（中国空气动力研究与发展中心(CARDC)，绵阳　621000）

摘要　简要介绍CARDC超高声速研究所近二年来在独立研制的脉冲式风洞中进行马赫数为5、6的模型冲压发动机试验所取得的研究结果。试验表明：如果脉冲式风洞在技术上进一步完善和改造，有可能进行流量为3～5kg/s、长度2～3m单模块冲压发动机的基本性能研究。

关键词　高超声速技术，冲压发动机，脉冲式风洞

引　言

十多年来，我国空气动力事业有了很大发展，为我国型号研制做出了很大贡献。取得这样的成绩除了国家、各级领导重视外，也要归功于以钱学森为代表的老一辈科学家在重大技术决策中的正确领导和指导。特别要提到的是1964年3月成立的以钱学森、沈元、庄逢甘为领导的十六专业组(空气动力专业组)所完成的组建全国气动中心等一些重大技术决策的建议，这些建议不仅在当时对筹建空气动力研究院具有重要指导意义，而且基本上预见了近代空气动力学的发展趋势，三十多年来中国空气动力研究发展中心的技术发展规划大致也是按照这一方向制订与执行的。

在高超声速实验领域中除了发展大功率电弧加热器外，钱学森、庄逢甘两位科学家还特别指出了下述发展中国的脉冲式高超声速试验技术的方针："脉冲式风洞下决心要搞，实验时间几毫秒，一般为6～12ms，关于炮风洞实验时间可达几百毫秒，比激波风洞时间要长。要下决心搞毫秒级测试技术。激波管可达第一宇宙速度8km/s；激波风洞实验段2m左右；激波膨胀管达到第二宇宙速度11.2km/s。第一第二宇宙速度都有了，这就为飞行事业的发展准备了条件。达到第二宇宙速度后继续前进，提高速度的办法是用磁流体加速，也是脉冲放电，利用电磁流体的收缩效应速度可达100km/s"。根据这一正确方向，我国的科学家和工程技术人员三十多年来坚持不懈，为发展激波管、激波风洞、弹道靶、脉冲燃烧加热装置等一系列高超声速脉冲式试验技术做出了创造性贡献并且成功地应用于各类型号研制。

当前世界各国正在加速发展以冲压发动机为动力的高超声速飞行器技术，这是21世纪航天高技术中一个最活跃、最有生气的前沿领域。冲压发动机技术(包括碳氢燃料双模态冲压技术)，涉及到燃料的湍流混合和化学反应动力学等一系列复杂现象，它是学科(空气动力学和燃烧学)交叉难度极大的技术(称之谓燃烧空气动力学或气动热化学 Combustion Aerodynamics or Aerothermochemistry)，也是可重复使用的火箭/冲压/超燃冲压组合推进(也称RBCC)的关键，因而是高超声速飞行器的一个核心技术和难点。

加速发展高超声速飞行器技术的一个重要技术途径就是要充分发挥和发展我国的地面试

验能力，这也是世界各国发展高超声速技术的一个重要经验。众所周知，冲压发动机的试验研究只能在接近于飞行环境下的超声速和高超声速风洞中进行而不能在静态环境下进行，这是超燃冲压发动机与火箭、航空发动机试验研究最大的不同。此外，地面试验的数据也为CFD的实验验证提供了重要依据，从而使建成的CFD平台能够在综合设计、指导试验研究、预测飞行条件下发挥重要作用。因此，为冲压发动机提供优异的地面试验能力将会从整体上大大推动冲压发动机研究的进程。

中国空气动力研究与发展中心(简称CARDC)近二年来在总结三十多年来发展脉冲式风洞及相关试验技术及其应用经验的基础上[1,2]，改造了工作时间为10ms左右的激波风洞，独立自主研制了工作时间为50～100ms左右的脉冲燃烧风洞，克服了阀门同步、推力测量、燃料注射、点火、混合等一系列困难。与此同时，用直连式和自由射流式方式，对氢和煤油燃料的冲压发动机燃烧室和模型冲压发动机进行了近千次的试验研究，取得有价值的煤油燃料的燃烧室研究结果，取得了模型冲压发动机的推力特性。这些试验结果表明了对现有脉冲式风洞性能的进一步完善和改造，在近期内将有可能进行流量为3～5kg/s、发动机长度为2～3m(约为小尺寸实用模块发动机的1/2缩尺)、飞行马赫数为5～6的冲压发动机基本性能的试验研究。

1 初步试验结果

1.1 试验原理与难点

冲压发动机试验要求提供实际的飞行速度，因此飞行马赫数为6、高度25km的典型条件要求风洞提供1790m/s的气流速度，如果发动机所需空气流量为1kg/s，则要求风洞提供1.66 MW的功率。一般情况下，风洞中进行自由射流式试验所需的流量至少是发动机所需的5倍，因此进行流量为3～5kg/s的单模块发动机自由射流式试验，要求风洞至少提供实际的15～25kg/s的流量和24.9～41.5MW的功率。由于能量转换过程中的损失，风洞所需的功率还要庞大得多(如果效率为50%，则要求电源功率为50～83MW)。此外，为了维持飞行高度的低压环境，还需要大功率的引射系统将高温气体排出试验室、引射到大气中。因此在性能研究阶段，用这类几秒或几十秒工作时间的大流量连续式的风洞进行试验必然要求大功率电源和辅助系统，从而导致试验代价昂贵、运转节奏缓慢。

实际上，高超声速流动条件下(如马赫数为6)，即使是2m长的发动机，经越发动机的时间也只有1ms左右，因此，空气动力试验中十分经济奏效的毫秒级的脉冲风洞原则上能够代替大流量连续式风洞进行冲压发动机基本性能的试验研究。至于燃料点火、燃料和高速气流迅速混合所需时间这样一些关键问题，则取决于燃烧室具体的几何外形、燃料喷注方式和试验条件，因而需要通过试验和研究来确定。

1.2 CARDC脉冲风洞中进行直连式燃烧室试验结果

图1是燃烧室的几何尺寸，入口截面为18mm(高)×40mm(宽)，燃烧室全长为890mm，第一段(等截面)是隔离段，第二段是燃烧室。燃烧室进口流动参数(见表1)为接近于飞行马赫数为6(高度22km)经过进气道到达燃烧室入口的参数。图2是燃烧室典型壁面压力随时间的变化，图2横坐标上30ms前曲线的平台处是尚未注入燃料时的来流压力，压力突跃处表明煤油注入与氧气混合后发生了迅速燃烧。脉冲风洞提供的工作时间为50～100ms。从图2可知，在表1试验条件下，煤油的点火与燃烧稳定只需要几毫秒。图3是侧壁面压力沿轴向分布。经过CARDC脉冲风洞中的几百次直连式试验，表明在同一进口参数和煤油注人量条件

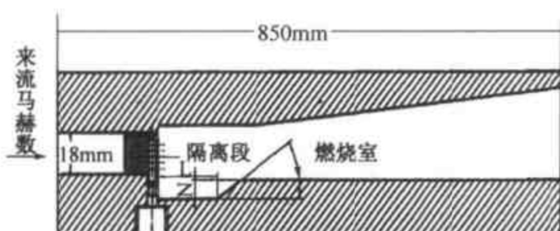


图 1　直连式试验中燃烧室几何尺寸

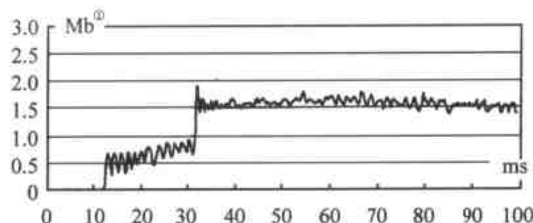


图 2　典型燃烧室壁面静压时间历程
（煤油燃料，油气比 $\varphi=0.7$）

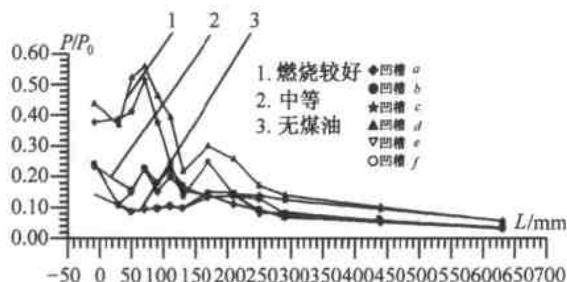


图 3　不同燃料注射方式和燃烧室局部形状对燃烧影响（燃油为煤油，油气比 $\varphi=0.6$）

下，由于燃料注入方式和燃烧室局部形状参数的不同，对燃料的混合和燃烧性能会产生很大影响。因此，燃料注入方式和燃烧室局部形状设计无疑是能否尽快掌握冲压发动机（煤油自燃）的一个主要技术关键。

表 1　直连式燃烧室进口流动参数

马赫数	流量	静压	静温	流动速度
2.09	0.92kg/s	0.32MPa	1130K	1440m/s

1.3　CARDC 脉冲风洞中进行模型冲压发动机试验的初步结果

为了进一步研究燃烧室这一重要部件对发动机整体性能的影响和检验脉冲风洞中燃料注入系统和各类测量系统的时间同步性、推力测量的可靠性及脉冲风洞作为自由射流方式运行的可行性，CARDC 超高速研究所在 2000 年一年左右时间内，进行了大量脉冲风洞试验，包括进口横截面尺寸为 120mm（宽）× 80mm（高）的进气道试验，全长为 1m 左右模型发动机的测压试验和测力试验。图 4 是脉冲风洞中模型发动机的进气道和部分燃烧室的纹影流动显示，该图中流动状态为试验马赫数为 6，飞行高度接近 22km。图 4 中显示了设计状态下的流动特性，即进气道产生的压缩激波系都聚于发动机的唇口，表明来流全部进入了 120mm × 80mm 的进气道入口。图 5 是全长 1m 左右测压模型在脉冲风洞的安装位置。图 6 是推力和压力、热流分布能同时测量的模型发动机系统的示意图，图中的推力喷管的型面可以更换，以研究喷管型面参数对推力的影响。图 7 是在马赫数为 5（飞行高度接近 18km）条件下推力测量结果。注入煤油的油气比 $\varphi=0.85$。为了使煤油瞬时燃烧，燃烧室中也注射了约为煤油质量 6% 的氢燃料（见图 6）。图 7 中横坐标上 40ms 处表示脉冲风洞开始启动，整个稳定燃烧过程长达 30ms 多。图 7 中稳定的内推力（不考虑气动阻力）测量值约为 500N。根据内推力和注入的燃料就可以推算冲压发动机的比冲与其他一些基本性能。

---

① 1b = 0.1MPa。

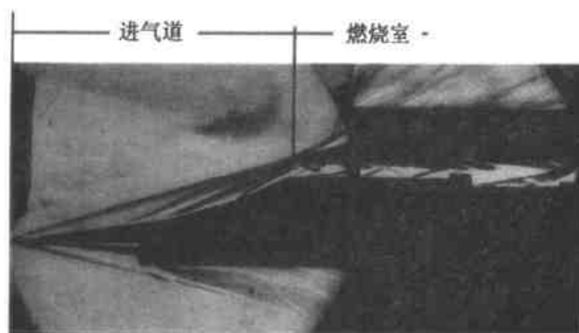


图 4 模型发动机在脉冲风洞中的流动显示

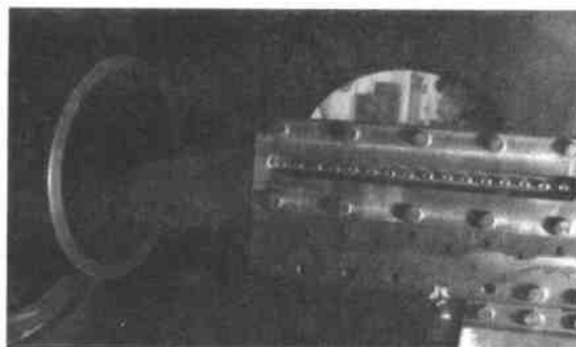


图 5 测压模型发动机安装在脉冲风洞的试验段($Ma=6, H\approx22$km)

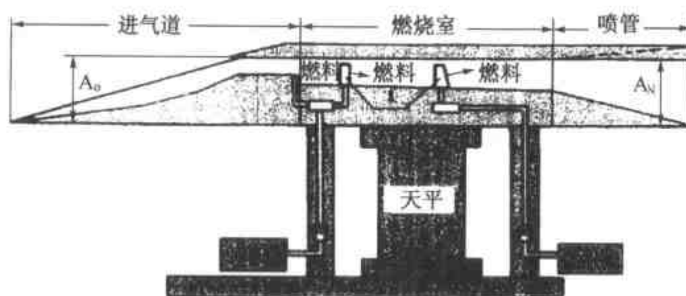


图 6 带推力测量和测压系统的模型冲压发动机示意图

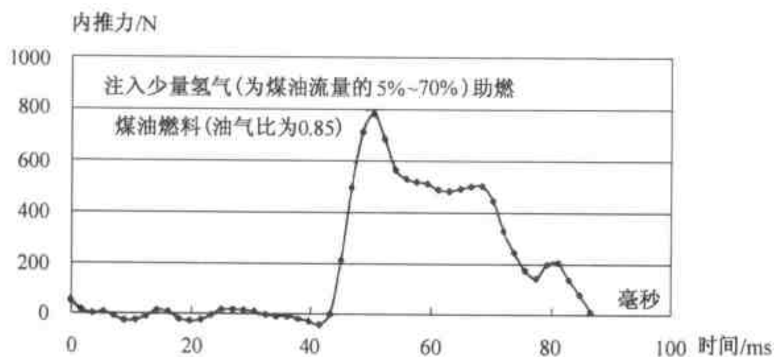


图 7 脉冲风洞中模型发动机内推力测量结果($Ma=5\ H\approx18$km)

2 结束语

本文通过自行研制的工作时间为 50～100ms 的脉冲风洞、测量系统(包括应变和压电天平及其与模型的隔离系统)及模型发动机试验,获得了马赫数为 5 模型冲压发动机的推力(进口流量约为 1kg/s)特性。试验表明脉冲风洞在研究冲压发动机基本性能方面适合我国国情,十分经济奏效。现有脉冲风洞在性能进一步改善后能进行进口流量为 1～2kg/s、长为 1～2m 的模型发动机基本性能试验研究。从现有技术能力分析,近几年内,进行流量 3～5kg/s、长为 2～3m 的单模块单压发动机试验($Ma=5\sim6$)、开展燃烧和混合的机理研究、推动 CFD 的工程应用、从而大大加速我国起步阶段的高超声速技术的研究进程是完全有可能的。此外飞行马赫数 $Ma>8$ 情况下,在各类地面设备中,脉冲式高超声速风洞目前仍然是能提供超燃发动机实验性能数据的唯一的一类风洞[3],因此本文获得的初步研究经验和技术对于今后开展 $Ma>8$ 的超燃基础研究也是十分有益的。

冲压发动机研究除了基本性能外还将包括材料的防热和结构研究,因而在发展大流量脉冲风洞的同时,仍然要发展连续式设备,以便相互补充和比较试验结果,并对防热结构材料进行工程性研究。

高超声速技术具有前沿性、战略性、带动性,是 21 世纪高超声速航空航天器发展的方向。虽然它有很大难度,但 CARDC 科技人员将在以钱学森、庄逢甘为代表的老一辈科学家所开创的高超声技术的基础上,知难而进。

致谢 本文的研究工作是在 CARDC 主任焦安昌等领导的支持下完成的,CARDC 超高速研究所及实验研究小组二年多来付出了辛勤劳动,作者向他们表示衷心感谢。

参 考 文 献

1 Le JL. Short Duration Techniques for Simulating Exhaust Plumes at High Altitudes. 2th Sino-Russia Hypersonic Flow Conference. 1996

2 乐嘉陵,陈力超. MN-3 脉冲式羽流试验装置及其应用. 中国空气动力研究与发展中心,CN-910390

3 John L. Erdos. Ground Testing Abilities, Inabilities and Options for Scramjet Development. AIAA 97-3014

高超声速飞行中的气动力与热环境问题

李素循
(北京空气动力研究所,北京 100074)

摘要 本文简述了高超声速流动的特征以及描述了复杂流场,说明在高超声速飞行器的设计中确定气动力特征与气动热环境同样重要。介绍了解决问题的基本途径以及指导思想,指出进一步的研究内容与其他航天领域的发展密切相关。

关键词 高超声速流动

引 言

早在20世纪40年代,已经开始研究高超声速流场的基本特征,当时定义飞行马赫数 $Ma=5$ 为超声速与高超声速流动的界限,事实上高超声速流场特征与绕过物体的几何外形有密切的关系。

高超声速飞行器在轨道上经历了亚、跨、超、高超声速全部速度范围所遇到的问题,但是它的主要轨迹范围处于高超声速段,在这种飞行条件下不仅需要确定飞行器的气动力特性,而且涉及飞行轨道上的总加热量估计、热防护方案、材料与结构的耐受性、有化学反应流场的其他特殊问题。人们认识到高超声速流动与超声速流场比较要复杂得多。

1 高超声速流场特性与研究方法

1.1 高超声速飞行器绕流场的特征

在飞行马赫数远远大于1时,激波紧贴物面,波后的流场在高温、高压条件下,出现了许多与跨、超声速流场不同的特性,可归纳为:

① 流场中的气体分子的振动自由度可能被激发,其热力学函数如等压比热与等容比热为温度的函数。当环境温度进一步提高时,氧分子首先离解,然后氮分子也开始离解,直至这些原子发生电离。当振动松弛和化学反应特征时间与流体质点速度相比很小时,称之为平衡流,反之称为凝冻流,介于两种极限状态之间的通称为非平衡流。对于绕飞行器的全流场可以分为不同情况,在驻点附近,气体离解并发生化学反应,可视为化学平衡区,离开前缘区壁面附近,流动中的化学反应接近凝冻流,继续向下游可视为非平衡区。

② 迎风面的激波十分靠近物面,激波层内粘性不可忽略,既包括了熵层,又有边界层存在(层流、转捩或湍流),因此熵梯度、速度梯度、温度梯度也是必须考虑的物理量。

③ 激波厚度随马赫数升高而变厚,在薄激波层内存在粘性干扰,物面上可能存在速度与温度滑移。

④ 背风面存在低压、低密度流场,可能存在大分离区。在背风面表面物形对气动力、热特

性影响不大。

以上分析见图 1[1]。

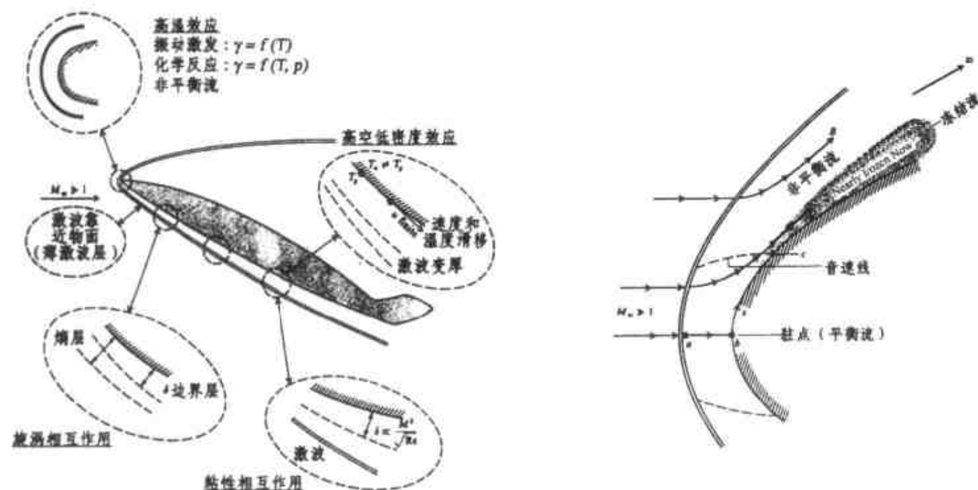


图 1　高超声速的物理特征及高温流场的示意图

流场中存在高超声速特点不仅与来流马赫数有关，而且与绕流物形有关。例如绕钝体的来流 Ma 数高于 3，流场已明显地表现出高超声速流动特点，而绕细长体时，来流 Ma 数可能达到 8 以上，流场才出现高超声速特点。概括地讲：高超声速绕流场较低速、跨、超声速流动复杂得多，在绕流场中还存在亚、跨、超声速区域。它的复杂性不仅表现在流场中的待求物理量增加，还伴随着气动物理与化学反应速率需要确定。高超声速流的有关研究，集中于飞行器在高 Ma 数、大迎角状态重返大气时，所遇到的许多复杂问题。

为了解决不同类型的问题，将高超声速流动简单地划分为：无粘流动、粘性流动、高温流动。通过理论分析、实验研究、数值模拟以及飞行验证获得有用的结果。

1.2　无粘流动

基于高超声速激波与边界层关系，提出与表面倾角有关的方法；如牛顿法、切维法、切楔法及激波/膨胀波法。与流场特性有关的方法[2]：如马赫数无关原理、高超声速相似律、高超声速小扰动理论、爆炸波理论、薄激波层理论、特征线法、钝体问题、各种以 Euler 方程为依据的计算方法。以上方法对简化流场，突出主要参数很有作用，所得到的流场中迎风面压力与表面倾角之间的直接关系，在确定气动力特性方面有广泛应用，并且为建立反解法提供物理模型。这里提到的反解法是给定热流分布，求出物形。

1.3　粘性流动

包括高超声速层流、转捩与湍流边界层理论、参考焓及其他近似工程方法。强与弱粘性干扰、激波/边界层干扰、以 N-S 方程为依据的计算方法。在处理复杂的几何外形时，往往仍需进一步分类，提出适用于一些简化外形的典型结果。需要处理更加复杂的物面边界条件，如确定有烧蚀防热表面的质量、动量交换，或粗糙表面、花纹表面等复杂边界条件的影响。由于凸起物存在而引起的激波/边界层干扰流场，对于局部流场中的压强与热流率分布有明显影响，已成为一个特殊的专题。

1.4 高温流动

基于物理化学、统计热力学和动力学理论,有化学反应无粘流动(平衡与非平衡)、有化学反应的粘性流动(平衡与非平衡)、壁面催化效应、激波层辐射等方面的研究。确定高温流动的特性,并给出相应条件下的气动力及加热率的定量结果。为了与完全气体模型得到的结果比较,也称之为真实气体效应。在绕飞行器的全流场中,平衡与非平衡流是交错出现的(见图1),需要用各种方法分别处理不同的流动区域。有时给定凝冻与平衡两种边界,非平衡流的影响必然介于其间,对估计非平衡影响也很有价值。壁面催化对热流率的影响明显,因此对材料研制提出了非催化或微催化表面的要求。

1.5 各类风洞实验研究与试飞研究

以美国航天飞机研制的历史为例,在1972—1976年期间约调动了50座风洞参与研究、改型试验。在主要的风洞中约花费了8万小时吹风时间,后来汇编了ADDB手册。但是地面试验模拟能力仍然不能满足真实气体效应以及稀薄气体模拟需要,还有热结构所需的大尺度有外流干扰的热环境模拟能力也不够。虽然近二十年来,有关的地面设备能力有了进一步提高,但是对于气体成分的准确测量与诊断,以及不同区域内的化学反应速率的诊断也还存在困难。

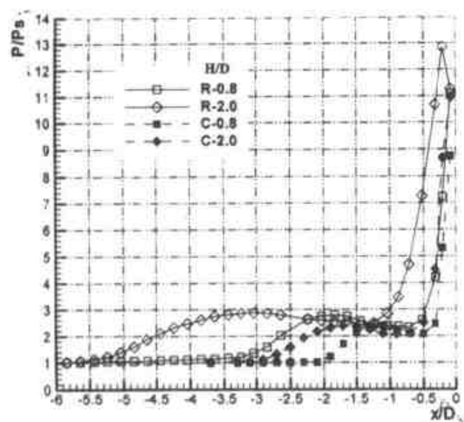
试飞研究十分重要,它承担了地面模拟技术与仿真模拟所无法实现的单项或综合性能的考核。现在,人们愈来愈重视利用高精度的试验结果来认证以上所述各种简化的理论及数值模拟结果的正确性。

2 流场分类与物理量之间的相关性应用

2.1 流场分类在应用中十分重要

在总结过去大量的研究工作的基础上,不断地研究分类,作为下一步工作的借鉴[3,4,5]。以飞行器表面凸起物引起的激波/边界层干扰为例,针对不同的模型、*Ma* 数、*Re* 数、层流、湍流等所完成的大量风洞试验与数值模拟结果,包括二维、三维、突出于边界层厚度数倍或低于边界层厚度的干扰流场是多种多样的。由于进行流场分类,可以分清不同情况的主控参数。例如,在超/高超声速飞行的飞机上安装了圆前缘的后掠机翼,翼前缘激波与机身表面边界层产生干扰,在干扰区内流动可能分离,区内压强、热流率均发生变化,需要确定干扰区的范围、干扰区内的峰值载荷及其作用的位置,还有载荷分布的规律。如果要寻找最大可能的影响域,则竖直的圆前缘柱产生最强的干扰效果(即安装角为90°),这些结果可供飞行器设计初样阶段使用。如果需要判别非圆前缘柱所产生的流场干扰范围,则选择同宽度方柱流场的结果作为上限,因为方柱(与圆柱同样宽度)对应的干扰范围与峰值载荷为最大,因此方柱产生的干扰是在一定 *Ma* 数下的极限边界[7]。然后,再研究这个边界又受到 *Ma* 数、*Re* 数、当地边界层厚度以及层流、湍流边界层特性的影响。

图2(*a*)给出来流马赫数为5,对应于两个边界情况(圆柱 *C* 与方柱 *R*),沿平板中心线上压强分布规律。图中给出了不同高度比的比较,所有影响区内的压强增量均为正值,由此可见影响域随柱高/宽比(H/D)而增加,但是当 $H/D>2$ 之后影响域不再随 H/D 的增加而改变[8]。这就意味着,在实际应用中,不必经过详细的研究可以提供一个最大可能的干扰范围作为初步设计参考。



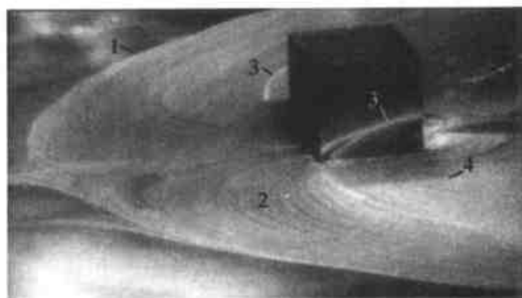


图 2　沿平板中心线上($H/D=0.8,2.0$,圆柱 C 及方柱 R)压力分布比较(a)和油流显示侧视图(b)

1—separated line; 2—skin friction lines in separated region;

3—second separated line; 4—reattached line。

2.2　充分认识流动特征,运用最简便的方法提取有价值的结果

例如,已知在激波/湍流边界层干扰的流场中,在主分离线附近,压力脉动水平最高。噪声水平将影响结构内部仪器工作环境。在判别干扰流场的范围时,采用最简便的流动显示技术,确定分离边界,如图 2(b)中所示的主分离线。从而在初步设计阶段可以将影响区的范围提供结构设计参考,并为详细实验测量的布点范围提供依据,而不需要在定型之前,进行昂贵的测试试验。

2.3　判别流场各物理量之间存在相关的条件,选择可靠的研究方法预估某些难测定的物理量

在高超声速流场中,不论是理论、计算还是实验测量,所给出的压强分布的精度高于对表面热流率的估计与测量,因此要关注将所获得的压强分布换算为热流率分布的可能性。

首先,根据已有的结果,判别压强与热流率在什么条件下相关,在什么条件下不相关。在入射激波遇平板边界层反射的分离/再附流动中,已获得再附点下游处的峰值压强与峰值热流率之间存在相关关系,并且给出层流与湍流边界层时的近似关系式为

$$\frac{Q_{\max}}{Q_{\mathrm{ft}}}=\left(\frac{P_{\max}}{P_{\mathrm{ft}}}\right)^{n} \tag{1}$$

式中层流与湍流的 n 值分别为 0.5 及 0.8[1]。

最近本组的实验结果表明,在高超声速流绕平板上三维楔时,产生激波/层流边界层干扰,测量了流场中压强与热流率分布,结果也表示在楔面上随楔角变化二者峰值位置接近,分布规律相似。图 3(a)给出的沿楔对称线上的压强/热流率分布图,存在上述相关关系,但是 n 值大于 1。图 3(b)与图 3(c),则分别给出楔前缘及侧缘平板上的压强与热流率分布不相关的结果。在图 3(b)中还可见随着楔角的增加,在干扰区中热流率由局部负增量改变为正增量,而压强分布表明了在干扰区中所有的压强增量均为正值。图 3(c)中所示的结果说明在楔角侧缘附近(Ⅲ线),无粘流绕角膨胀影响了平板壁面的压强场,所测得的压强值低于无干扰的平板压强(P_s),但是在相同的测点位置上热流率随楔角增加而明显升高。这个例子说明,如果不同物理量之间存在相关事实,我们可以利用其中一种代价低廉或精度较高的方式获得可靠的结果,然后换算到另一种物理量,但是一定要了解什么条件下不存在相关性,不能作任意推广。

在解决这种复杂问题时，回顾钱学森先生的一段话是很有教益的，他说："如果问题在本质上就比较复杂，真用严格的数学方法求解，将会招致长而繁的数学运算，反而使读者失去理论的轮廓，这时就不走精确计算那条路，而用大大简化了的模型来代替原来的问题，只保留问题的最关键的部分，用这个办法阐明了问题中的各个参数之间的关系后，再直接引入问题精确解的全部结果。"[6]

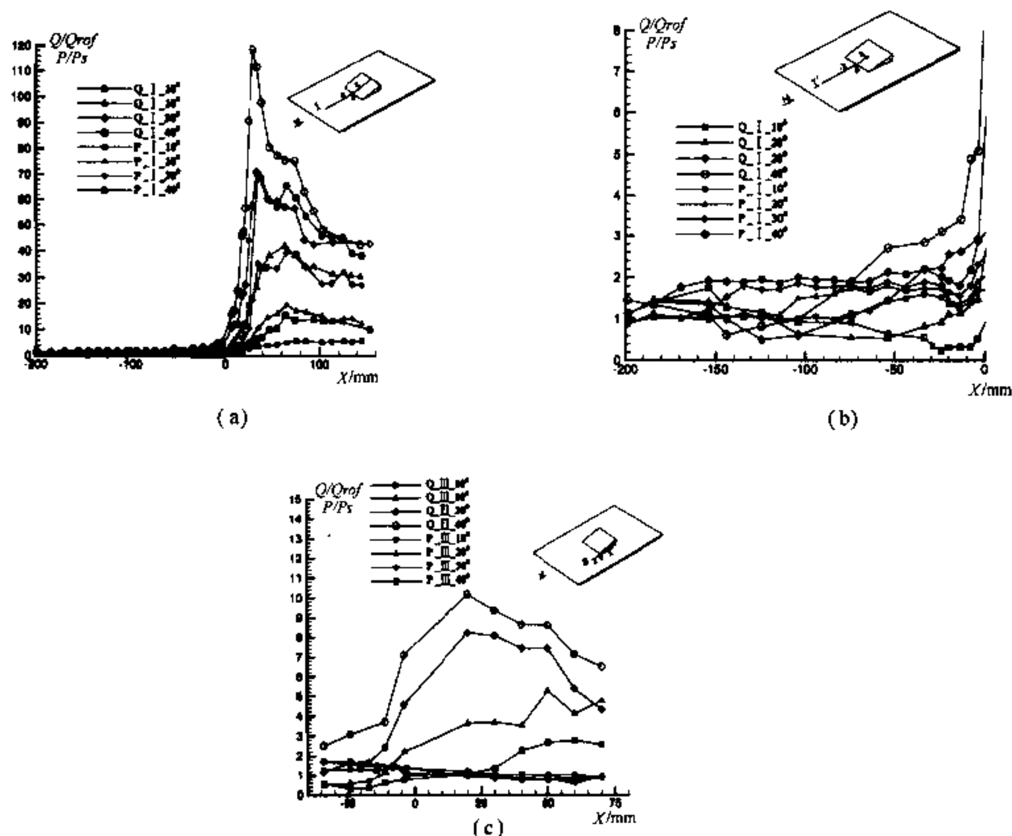


图 3　在模型中心线上，静压与热流率分布随楔角变化（$\alpha = 10^0, 20^0, 30^0, 40^0$）

（a）在平板中心线上的测量值（Ⅰ）；（b）在平板中心线（Ⅰ′）的测量值；（c）在平板上近楔缘处的测量值（Ⅲ）。

3　研究工作需要大计划、多学科、高新技术的互相支持

3.1　研究高超声速飞行器，需要制定有长远目标的大计划

航空航天史已经证明，尽管飞行器升空已近百年，研究高超声速飞行器的计划也超过 50 年，仍有许多难题没有解决。以美国的 X 系列计划为例，可分为几个大阶段，从 20 世纪 50 年代末 NASA 开始设计 X-15 升力体外形研究机，进行长时间的系列研究工作，至 90 年代又开始对 X-30 单级入轨飞行器进行研制，不仅进行风洞实验和数值模拟，在此期间还进行了飞行试验，至 2001 年 2 月 X-33 终止研究，接着又着手 X-43 的研究。说明了问题的复杂性、长期性和紧迫性。

3.2　高超声速流动与航天工程其他领域关系密切

① 选择空气动力外形。以高超声速飞行的飞行器不仅要考虑到良好的空气动力特性，还

受到气动加热环境、材料水平、结构可靠性的制约。因此具有钝前缘(机身与机翼)与大后掠小翼面或无翼面的升力体的多种方案还在研究之中,为了提供飞行姿态控制的直接作用力方案,需要更可靠的技术保证。

② 超燃吸气发动机为高超声速飞行器提供动力,它的研制涉及到燃烧原理与复杂流动特性研究,两相流的混合与燃烧.是一项重要课题。

③ 严重的气动加热在机身端头、机翼前缘、发动机进气口和激波/边界层干扰区域出现峰值,在大面积上存在不同水平的气动加热,正确地估计总加热量与峰值同等重要。

④ 如何减少峰值加热与总加热量,降低防热设计的难度。首先考虑表面材料对高温环境的耐受性,表面材料可以是一次性使用热防护材料(如烧蚀材料),也可以是多次使用防护材料。对于有化学反应的绕流,需要确定表面催化特性,非催化表面可以减少传人飞行器的热流率。温度结构材料要求在给定的压力、温度载荷作用下有足够的可靠性,最佳的材料还应具有最小的密度、易加工性、抗侵蚀与氧化性。这些相关领域的发展,对于航天工程同样重要。

3.3 总结成果、展望未来

半个世纪以来,世界范围的空间计划大大推动了高超声速空气动力学的研究,并获得了丰硕的结果,完成了飞向太空,探测宇宙的宏伟计划的一个阶段。随着高超飞行器向"更快、更高、更远"的目标发展,客观上提出了更多新需求,例如:

① 大气层内飞行的高超声速飞机,要求优化气动外形,提供新的低热流/升力体构形。

② 研制吸气式超燃发动机为高超声速飞行器提供动力,研究发动机/机身一体化概念。

③ 高空飞行器需要良好的操纵性与机动性,但是舵面效率随高度升高而下降,因此各种直接控制力方案受到重视,推力转向与横喷流技术已得到应用,有待进一步研究喷流与主流干扰特性。

④ 加强在基础理论、基本外形方面的国际交流,确定主题之后开展国际合作。总结已公布的研究成果,并使之系统化,建立数据库、建立方法与软件库。

⑤ 要求更加深人地开展高超声速空气动力、气动热特性的研究。在实验技术、测量技术方面,需要对压力、密度、温度及其脉动量的测量技术有新的突破。由点到面的测量方法有助于直接、直观地提供测量结果。在理论概念上研究主控复杂流场参数,进一步给出合理的物理化学模型为数值计算方法提供依据。要求数值模拟技术对于实验技术难以细化、难以模拟的问题,提供可靠的预估方法。

4 结语

"如果问题虽然在概念上是清楚的,但是直到目前还不能用定量的办法把它计算出来,那么就利用概念来明确问题中参数之间的关系,留下来的定量规律就直接用实验数据去确定"[6]。

参考文献

1 Anderson JD Jr Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics. New York: McGraw-Hill Book Company, 1989

2 Tsien HS. Similarity laws of hypersonic flows. J Math Phys, 1946: 247~251

3 Korkegi RH. Survey of viscous interactions associated with high Mach number flight. AIAA J, 1972, 9(5): 771～784

4 Sedney R. A survey of the effects of small protuberences on boundary layers. AIAA J, 1973, 11(6)

5 Settles GS, Dolling DS. Swept Shock Wave / Boundary Layer Interaction. Tactical Missile Aerodynamics, Edited by Hemsh MJ and Nielson JN, 1986

6 钱学森 物理力学讲义. 北京: 科学出版社, 1962 (Tsien HS. Physical Mechanics. Beijing: Science Press, 1962)

7 Li SX, Chen YK. A Comparison of Separated Flow Patterns Induced by Rectangular and Circular Cylinders. 8th International Symposium on Flow Visualization (Sorrento), (Sep., 1998) ISBN 0 953399109, Editors: G. M. Carlomagno and I. Grant

8 Li SX, Chen YK, Ni ZY. Flowfield features on hypersonic flow over rectangular obstacles. Journal of Visualization, 2001, 4(1): 73～79

潜射飞航导弹流体动力的研究与发展

毛鸿羽
（航天科工集团公司三院研发中心，北京 100074）

摘要 采用无动力航行体水下发射飞航导弹的流体动力问题可分为四类：水中潜行、水面分离、折叠弹翼展开与大迎角飞行，已得到初步解决。新世纪将开展有动力水下发射导弹，为了跨越式发展，要继续贯彻钱学森先生系统工程的指导思想。要大跨度、整体的思维，综合集成各方面的知识，并加强基础理论研究。水动力、气动力研究在潜射飞航导弹研制过程中起着先行和基础的作用。鉴于型号研制周期长，所以应增加科技人员的寿命。挤掉泡沫、减少浮夸、踏踏实实，使"十五"潜射导弹流体动力研究上一个新的台阶。

关键词 潜艇，飞航导弹，流体动力

引 言

由潜艇从水下发射飞航导弹，具有机动性和隐蔽性等优点，是最强有力的威慑力量，因此世界各大国都致力于这方面的研制。例如：法国有飞鱼(Exocet)，美国有捕鲸叉(Harpoon)，他们将导弹的弹翼和舵面折叠后，放入一个密封容器内(简称为航行体)，从潜艇的鱼雷管射出，在发动机的推力或浮力作用下，迅速地冲出或浮到水面，这时航行体内的一个燃气发生器或导弹的助推器点火，导弹和航行体在空中或水面分离，飞向目标。另外，在美国还有战斧(Tomahawk)巡航导弹，也可在水下，从潜艇的鱼雷管发射，与前两者不同的是，导弹带了一个保护箱一同装入鱼雷管发射管中，发射时导弹首先射出鱼雷发射管，而保护箱仍留在鱼雷管中，导弹离开潜艇 12.2m，助推器点火，导弹在推力矢量控制系统的控制下，直接裸露在水中航行。

综上所述，可将发射方式归结为有动力有控制航行体、无动力航行体与无航行体直接从水下发射等三种方式。国外在导弹水下发射技术方面，例如：设计与计算、实验模拟、飞行试验校核等都已比较成熟。

1 无动力水下发射时的流体动力问题

我国为××潜艇配套研制的××—82 水下发射导弹是采用无动力航行体发射方案。××—82导弹出水照片见图 1。导弹的弹翼和舵面折叠后，放入一个密封容器内(简称为航行体)，从潜艇的鱼雷管水平射出，在浮力与固定舵偏的作用下，迅速浮到水面。这时航行体的头盖与尾锥自动炸开，导弹的助推器点火，高温燃气从燃烧室，经过喷管、航行体尾腔喷入水中，导弹与航行体水面分离，飞人空中，导弹的折叠弹翼与舵面展开，飞向目标。可以将整个过程分为四段：水中潜行、水面分离、折叠弹翼展开、空中大迎角飞行。这四段的流体力学特点各不相同。



图 1　××-82 导弹出水照片

1.1　水中潜行段

航行体从潜艇的鱼雷管射出，尾翼展开，靠惯性和浮力上升到水面。对出水时的姿态角、角速度，要求较严。

这时的水动力用细长体切片理论计算，波浪力用 Morrison 公式计算。

不同的波幅、波向角、初相角的大量的统计计算表明：在斜向浪流作用下，航行体运动失去对称性，从而发生偏航与横滚运动。顺浪流发射较为有利，逆浪流发射时更好。

1.2　水面分离段

带有飞航弹的航行体，从潜艇鱼雷管射出后，浮到水面，这时导弹的助推器点火，导弹与航行体分离，飞向目标。其时间虽短，仅有 0.3s，但各种力学参数变化激烈，边界条件复杂，交界面混沌。远比一般的导弹与助推器的分离复杂。物理模型见图 2。

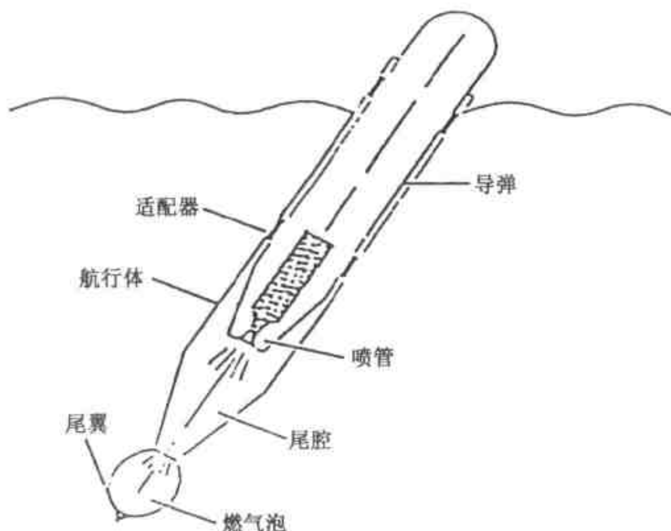


图 2　导弹与航行体水面分离模型

将此过程分解如下局部问题：动基座分离时的运动学方程及受力；高温燃气对弹的冲击过载；分离时的力学环境。为此：

① 建立了导弹与航行体水面分离的8自由度与10自由度运动学方程、适配器的弹性介质模型，作了大量的分离计算。从而对导弹和航行体分离时的碰撞问题，作了预测。

② 理论计算了导弹与航行体分离过程中，导弹轴向过载与燃烧室火药点火的启动时间，航行体尾腔出口截面和适配器间隙的定量关系，揭示了降低导弹最大轴向过载的机理。延缓助推器点火时间以降低导弹过载的措施已被型号采用。

③ 模型发动机水箱点火测压实验，用激波风洞模拟导弹与航行体分离力学环境的实验。实验规模由小到大，由局部模拟到全弹模拟，省时省钱，为预报弹、体分离的力学环境，开辟了一条很好的实验途径，已应用于型号。

由此可计算：四级海情以下，导弹、航行体水面分离相碰撞的可能性；航行体尾腔开口直径由小变大、适配器间隙系数为0～1水面分离时，导弹的过载。还可查阅弹体分离时压力分布实验数据曲线及观看燃气泡在水中生成与演变的录像带。

1.3 折叠弹翼展开时瞬态气动力

潜一舰导弹初始发射段，由于发射初始速度低和风速的干扰，弹身的迎角和侧滑角可以很大，而这时折叠起来的四片弹翼展开，互相干扰，每片翼的局部迎角都是不同的，并且随时间而变化。所以此时气动力问题是属于大迎角并且是非定常的范畴。

折叠弹翼的顺利展开、到位、锁定是导弹飞行试验成功的必然条件。

用有限基本解的办法，并采用压缩性修正、Polhamus前缘吸力比拟修正、非定常边界条件的修正来计算展开过程的气动阻尼。

进行了三期折叠弹翼展开的风洞实验与一期定型风洞实验，得到了除了增加折叠弹翼的弹簧力矩外，还要采取加预紧力的措施，使弹翼展开的工程问题得到解决。

1.4 空中飞行段的大迎角气动力

由于受鱼雷发射管直径ϕ533mm的限制，导弹的直径又较大，因此折叠弹翼展开后的展长很小，展弦比小于1，提供的升力系数斜率小。为了平衡重力和获得大的过载，这时导弹的平飞迎角就大，气流将从前缘卷起形成分离涡，见图3。

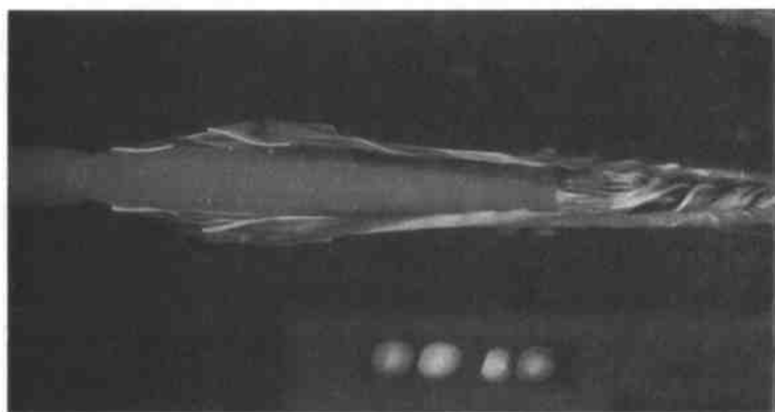


图3 弹翼前缘分离涡卷起的水洞流态照片

舵面由梯形舵改为边条舵，使得舵偏角在大于15°以后继续有效。另外开展的油流与拓扑实验，也显示了弹身与弹翼表面气流的分离。基于势流方程，进一步发展了非线性涡格法及

相应的工程估算方法。二十年来进行了大量的型号风洞实验。在钱学森科学技术思想的指导下,在总装二十九基地、航天科技集团701所、中科院力学所、航空集团626、627所、中船总702所、上海交大、北京航空航天大学与中国科大等单位的协作与指导下,无动力水下发射飞航导弹终于取得成功,于去年设计定型。

2 有动力水下发射时的流体动力问题

研究导弹从潜艇的鱼雷管水平或垂直射出后,导弹的助推器点火,高温燃气喷人水中,导弹在水中迅速航行,并冲出海面,掠海飞行所遇到的流体力学、气体力学、飞行力学及静、动力学、环境等交织在一起的力学问题。

它将直接用于潜射导弹水中运动的流体动力外形设计(兼顾空中飞行时的气动外形),精确预报水动力、水弹道,高温燃气喷人水中的内、外弹道、力学环境(温度、压力)及导弹掠海飞行的气动力等,确保导弹水下发射成功,出水姿态满足导弹航行规划的总体要求。

2.1 发射深度对水下航行体动力助推器推力矢量特性的影响

主要研究发动机点火后,高温燃气经喷管喷人水中的内弹道、内流场,之后再研究控制力的产生,计算与实验验证,以满足总体控制方案的要求。

2.2 飞航导弹水下发射时水下点火有动力飞行水弹道特性及控制特性研究

主要研究带有头空泡及尾部燃气泡的导弹在水中高速运动时的外流场、外弹道,及内外流场的交叉耦合。

2.3 空化对导弹水动力性能影响的研究

主要研究头部空泡随流速、迎角的变化,它的产生、抑制或固定,头部水动力性能。

2.4 飞航导弹出水过程和水下点火过程研究

主要研究导弹穿越水面时介质密度的变化面引起的载荷突变,及波浪海流对导弹流体动力性能及出水姿态的影响;发动机水下点火启动瞬间,气水的作用而给导弹带来的冲击、振动等。

2.5 飞航导弹掠海飞行时的非定常,非线性力学研究

主要研究飞航导弹出水掠海飞行时,水、气、弹三者间相互作用,导弹所受的水-气动力,对海浪、非均匀、非定常气流的飞行力学参数的响应;超声速飞航导弹生成的三维非定常粘性激波在海面的反射;水-气界面增升减阻的方法。

2.6 导弹水弹性结构动力学研究

主要研究飞航导弹水下振动模态特性,提供弹体固有频率、振型及节点位置;动响应特性分析,结构动强度;弹体水下弹性变形对控制的影响。

3 新世纪跨越式发展潜射飞航导弹流体动力研究的对策

早在四十一年前,钱学森先生在"星际航行概论"第14章第2节中,就已对潜射导弹的海面发射指明了方向还预测了许多细节:"要考虑波浪的影响,发动机的燃气受到周围海水的阻碍,不能痛快地排出,推力会减少,可能造成燃烧室闷气等现象[1]",一直是我们研究工作的指南。新世纪为了跨越式地发展,更要遵循钱学森先生的科学技术路线[2]。

3.1 大跨度的思维方式

预研工作要大跨度地进步,要有新思想、新概念、新手段,从而上新的台阶。为此,首先要有大跨度的思维。

事实上,目前我们的研究具有很大的跟踪性质。苏联20世纪60年代末潜射导弹即装备部队,美国70年代初即研究潜射战斧巡航导弹,而我们则是刚起步(有动力水下发射),因此更要大跨度地思维,迎头赶上。

当前计算机、多媒体技术(Multimedia technology)、互联网络(Internet),信息公路等的迅速发展与普及,为我们提供了前所未有的良好的研究条件,老一套的工作方法与思维方式应改进。要打破部门的分割、分隔与打不通,要求触类旁通、有所创新,全面考察、融会贯通。

3.2 整体的思维方式

水中潜行段是潜射巡航导弹中的一个重要阶段,水动力研究是该阶段的一个必要先决条件,子课题的研究都很重要,服从于总课题、总体。

3.3 综合集成

将"潜射巡航导弹流体动力"各方面有关的理论、知识、经验,各种情报、信息、数据通过计算机、多媒体技术等结合起来,构成人机结合的工作体系,群策群力,为潜射巡航导弹的总体设计,最佳方案的选择与决策服务。

3.4 加强基础研究

与国外全面、系统的研究相比,我们基础研究尤其弱,表面化,经常用工程对策及应急措施来解决实际问题,因此,研制周期长,型号少。

依据流体力学的基本理论,利用射流、两相流与湍流研究的最新成就,建立潜射导弹水动力基础研究的理论体系与研究框架。"十五"末,完成导弹水下头部空泡绕流、尾部燃气射流、噪声的力学建模、数值方法、计算编程,经实验验证后,指导工程实践,争取达到法国同类研究的当前水平。

重点内容:

① 水下高温、高压燃气喷流形成机理及热力学效应。

② 导弹水中高速运动,空化与空泡的形成机理。

③ 水中燃气喷射噪声,空泡噪声的形成机理与数值分析。

④ 导弹水动力实验方法研究。

⑤ 水下减阻、降噪、隐身和直接力控制研究。

⑥ 导弹水弹性、流固耦合研究。

3.5 用制度创新来拉动"潜射飞航弹水动力学研究"的发展

著名经济学家吴敬琏教授有句名言:制度创新重于技术。建议推行研究课题的承包制。

3.6 增加科技研究人员的工作寿命

由于导弹研制工作周期长,平均十年搞一个型号,长的甚至二十年,有的一辈子未搞出一个型号,但是成功的经验、失败的教训积累了很多,这是十分宝贵的,给年青人以借鉴,可以少走很多弯路。

空气动力学学会名誉理事长庄逢甘院士曾谈到:"20世纪60年代毕业的大学生,是党、新中国亲手培养的,是很不容易的,还能干很多工作"。

3.7 流体动力研究在潜射飞航导弹研制过程中的定位、作用与有效措施

3.7.1 定位与作用

本项研究在潜射巡航导弹研制过程中起着先行与基础的作用。它是型号研制成功的必要与先决条件。正如庄逢甘总师在2001年春节空气动力学协会茶话会上所说的："任何一个新的型号研制成功，必然在空气动力学的设计方面有所创新，反过来没有空气动力学方面的创新，也就不是什么新型号"。既充分又必要，正、逆、否、逆否都成立。

3.7.2 地位与状况

目前的状况，空气动力学出现萎缩现象，水动力学也出现萎缩现象。总的来说大气候现在是很浮躁，急功近利太多，不愿做艰苦的工作，光想得利，原来几代人建立起来的一套好的严格的研究系统、思想、方法、素质都已在松动，所以是很危险的。

美籍华人中科院外籍院士冯元桢先生对力学在国民经济中的地位曾说过："任何东西都有一个成长过程，例如：稻谷就有一个成长过程，成熟后稻谷有人割去，稻草也会有人收去，稻草根是没有人要的，只能埋在地里做肥料"。力学就是稻草根，即使是这样，他仍鼓励力学工作者去多做这方面的工作，因为国家是需要的。

高层次的领导对这些问题看得很清楚，所以中央对农业基础抓得很紧，这样大家才会有饭吃。

越基础的，越不能马上得到效益，另外目前重型号、轻预研的倾向还是存在的，事实上预研工作的难度更大一些。

3.7.3 有效措施

增加"潜射飞航弹流体动力研究"的经费，目前需要填补的空白太多，急需雪中送炭。从事潜射飞航弹流体动力研究的人员，全国也就仅有100余人，是十分少的。好的质量是要有一定数量作后盾的。提高研究人员的地位，挤掉研究工作中的泡沫，减少浮夸，踏踏实实地工作，使"十五"能上一个新的台阶。

4 结语

四十一年前，在中国科技大学近代力学系，听钱先生讲"星际航行概论"时，对水下发射导弹产生兴趣，有幸二十年前参加了这项工作。钱先生"下笔千钧"的严厉训导刻在心里，不敢有懈怠，受益终身。

敬祝钱先生寿比南山，福如东海。力学界的前辈与老师和同仁们长寿、身体健康。

参考文献

1 钱学森.星际航行概论.北京：科学出版社，1963

2 钱学恩.钱学森同志的科学思想方法论.中国科学报连载

国内压电类智能结构力学分析的若干研究进展

沈亚鹏　王 旭

(西安交通大学工程力学系,西安　710049)

摘要　简要综述近年来国内力学工作者在压电智能结构力学分析方面的进展。主要内容包括线性与非线性电磁热弹性多场耦合的变分原理,三维压电介质电弹性耦合方程的通解,压电智能板壳结构弯曲、振动和屈曲问题的解析解,压电智能结构的主动控制和压电体缺陷的力学分析等,最后对今后的研究工作提出一些想法。

关键词　智能结构,压电材料,通解,缺陷体

引　言

智能结构是由被控结构、传感器、驱动器和控制系统等组合成的结构。它具有自感知、自诊断和自适应等某些生命的功能,使结构由传统的被动的弹性系统变成主动的自适应结构。传感器和驱动器是由压电材料、形状记忆合金、电致和磁致伸缩材料、电流变和磁流变体以及光纤等各种机敏材料组成。由于压电材料具有适用频率范围宽广、电信号易于测量、材料本构关系的研究比较充分,特别是正逆压电效应等特性,已成为传感器和驱动器的首选材料。由压电材料制成的传感器和驱动器的智能结构简称为压电类智能结构。

国外自20世纪80年代中、国内自90年代初开始研究智能结构的基础理论和工程应用,如结构的变形控制、减振降噪和损伤监控等。在力学分析方面主要集中在阐明传感器和驱动器的作用机理以及智能结构整体的变形和运动状态的描述和控制。十多年来已取得了很大的进展。本文则针对压电类智能结构,从力学的角度出发,对电磁热弹性多场耦合的变分原理、三维压电介质电弹性耦合方程的通解、压电智能板壳结构弯曲、振动和屈曲问题的解析解、压电智能结构振动的主动控制和压电体断裂等方面问题,在简要介绍国内外取得的研究成果时着重说明近期国内学者所作的努力。

1　压电类智能结构力学分析的进展

压电材料受应变后将产生电势,即正压电效应。相反,在电势作用下压电材料会产生应变,即逆压电效应。利用上述效应可将压电材料分别作成传感器和驱动器。因此压电类智能结构的分析涉及电学、热力学、材料学和力学等多学科的交叉,近年来已在线性和非线性电磁热弹性多场耦合的变分原理、电弹性基本方程的通解、压电智能板壳结构的精确三维分析、振动的主动控制和压电体的断裂等方面都取得显著进展。

1.1　线性与非线性电磁热弹性多场耦合的变分原理

众所周知,压电智能结构的变形和运动控制方程可以由微分单元体的平衡或变分原理导

出。特别对于具有分布式传感和驱动器的压电智能结构,其基本方程的建立和数值分析必须依靠变分原理。Ha et al.[1,2]、Tzou et al.[3,4]、Chandrashekhara、Agarval[5]、Huang 和 Park[6]以及 Chen et al.[7]都基于线性电弹性变分原理,用有限元法研究具有分布传感器和驱动器的层合梁、板、壳结构的变形和振动控制。

变分原理研究的深化和拓展为压电类智能结构的力学分析提供坚实的理论基础和有力的计算工具。Wang 和 Shen[8~10]在已有工作的基础上,系统综合和列出静动态下电磁热弹性场中的势能原理、余能原理、Hu-Washizu 广义变分原理和 Hellinger-Reissner 广义变分原理,这些原理的一个最直接的应用就是建立各种形式的电磁热弹性介质的有限元法;同时系统地建立了静动态下热释电弹性介质的互等功原理及各类 Somigliana 方程。这些方程就是热释电弹性体边界元法的基本方程;此外还建立电磁弹性介质的守衡定律和各类路径无关积分,这些积分可用于压电断裂的力学分析。

对于航空航天领域中的柔性智能结构,如天线、帆板等在外界干扰下产生有限变形,其变形和运动的控制方程是非线性的。为了研究柔性压电智能结构控制前、控制后的变形和响应,需要建立非线性电磁热弹性耦合的变分原理。

应该说,早在 1973 年 Baurnhauer 和 Tiersten[11]已经建立了考虑有限变形的电磁热弹性中电学量和力学量需满足的非线性理论。但是在 Im 和 Atluri[12]、Pai et al.[13]和 Mitchell 和 Reddy[14]等研究有限变形下的梁和板时,电学量的旋转不变性要求都没有注意。Tzou 和 Bao[15]基于 Hamilton 原理导出由有限变形所引起的非线性热-电-力耦合的壳体方程组和边界条件,列出了非线性热压电弹性旋转壳体的基本方程组。

Chen et al.[16]从非线性连续介质力学的基本理论出发,给出具有 Lagrange 旋转不变性的电磁热弹性介质的非线性方程,导出热压电介质几种非线性率型变分方程。在定义了各种增量之后,由率型变分方程得到四种增量变分方程,即压电介质分别隐含热传导方程和 Fourier 热传导定理的 Total Lagrange 和 Updated Lagrange 变分方程。它们是建立压电介质非线性有限元方程的基础,也可用于推导其他简化理论。Tian et al.[17]利用 Total Lagrange 法研究了压电薄板的后屈曲问题。

1.2 三维压电介质电弹性耦合方程的通解

压电介质的力学分析归结为求解一组电弹性耦合的方程组。求得该方程组的通解,就能得到一系列压电介质断裂、弯曲和振动问题的解析解。Sosa[18]采用复变量方法求得横观各向同性压电体平面问题的通解。应力、位移和电势都用三个复数函数表示。文中并以无限平面中椭圆孔洞的应力集中具体说明了三个复数函数的确定。Suo et al.[19]沿用 Stroh 方法得到以复变量表示的二维各向异性电弹性方程的通解,并分析了均匀压电介质中裂尖的奇异性以及两种不同压电材料界面裂纹的奇异性。但是实际中存在的缺陷、断裂问题大都是三维问题,只有三维通解才有可能得到相应的解析解。

Wang 和 Zheng[20]首先建立了压电陶瓷材料一般三维问题的势函数通解,随后给出热释电介质三维问题的势函数通解。压电介质三维问题的电弹性方程组为

$$\left.\begin{aligned} C_{ijkl}\frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l} + e_{kij}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_k \partial x_i} = 0 \\ e_{ikl}\frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l} - \varepsilon_{ik}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_k \partial x_i} = 0 \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

对横观各向同性材料,经推导证明,对应于上式的通解为

$$
\left.\begin{aligned}
u(x,y,z) &= \frac{\partial}{\partial x}(\psi_1+\psi_2+\psi_3)-\frac{\partial\psi_4}{\partial y}\\
v(x,y,z) &= \frac{\partial}{\partial y}(\psi_1+\psi_2+\psi_3)+\frac{\partial\psi_4}{\partial x}\\
w(x,y,z) &= k_{11}\frac{\partial\psi_1}{\partial z}+k_{12}\frac{\partial\psi_2}{\partial z}+k_{13}\frac{\partial\psi_3}{\partial z}\\
\varphi(x,y,z) &= k_{21}\frac{\partial\psi_1}{\partial z}+k_{22}\frac{\partial\psi_2}{\partial z}+k_{23}\frac{\partial\psi_3}{\partial z}
\end{aligned}\right\} \tag{2}
$$

其中势函数 $\psi_i(i=1,2,3,4)$满足以下方程

$$
\frac{\partial^2\psi_i}{\partial^2x^2}+\frac{\partial^2\psi_i}{\partial^2y^2}+\lambda_i\frac{\partial^2\psi_i}{\partial^2z^2}=0 \tag{3}
$$

利用势函数通解,Wang et al.[21,22]研究了椭圆裂纹边缘附近应力集中和热压电介质中三维裂纹的热应力分析。

Ding et al.[23]则引入两个位移函数 ψ 和 F,也导得横观各向同性压电介质的电弹性耦合方程组的通解。函数 ψ 和 F 分别满足二阶和六阶偏微分方程。由于解比较简单,因此成为求解压电介质静动态问题的一个有力工具。丁浩江等[24]利用通解求得无限体在集中力和点电荷作用下的解析解,从而得到边界元法中可用的基本解。

1.3 压电智能板壳结构弯曲、振动和屈曲问题的解析解

为了正确认识智能结构中力学量和电学量的分布规律,国内外学者已经开展了许多研究。虽然三维理论能清楚揭示压电智能结构的电-力特性,但由于数学和力学分析的复杂性,迄今绝大多数研究智能结构传感和动作机理以及结构响应的工作都是采用不同变形假设的梁、板、壳等近似模型。Crawley 和 Luis[25]对表面粘贴和内部嵌入驱动器的智能梁提出一个解析模型。为简化分析,假设粘结层受纯剪切,而梁和压电片只受拉压作用,即不考虑梁上切力的影响,分析了压电片加有电压时对梁的作用,但其结论中存在着一些矛盾。Wang 和 Rogers[26]基于经典的层合板理论,采用 Heaviside 和 Delta 函数得到具有空间分布驱动器层合板的解析解。但由于问题的复杂性,并未给出计算实例。Zhou 在他的著作"Piezoelectric Shells, Distributed Sensing and Control of Continua"[27]中综合介绍他们在智能壳体方面多年来的理论研究和有限元分析工作。提出的一般壳体理论不仅用于各种类型的壳体,也适用于不同边界条件的梁、杆和板等结构。在厚壳和薄壳分析时分别采用直线假设和 Kirchhoff-Love 假设。尽管这些近似的一维、二维理论也解析地给出智能结构的力学和电学特性,但是在一些复杂受载条件下必须采用精确的三维理论才能正确揭示各场量的分布规律。

压电层合板的三维精确解已有多位学者研究。Ray 和 Rao[28]及 Ray 和 Samanta[29]分别对圆柱弯曲下的压电板和有限大压电板作了精确的静力分析。Heyliger 和 Brooks[30]获得了有限大压电板圆柱弯曲下自由振动的精确解。Batra 和 Liang[31]应用三维弹性理论分析压电层合板的强迫振动,但在文中将压电层简化为薄膜,所以严格说来不能称其为三维解。国内,Gao et al.[32]基于三维电弹性理论采用幂级数展开法,在不作任何假设下研究有限长矩形压电层合板的自由振动。Ding et al.[33,34]分别导出直角坐标和圆柱坐标系中电弹性体的状态方程,对矩形板的自由振动以及圆板和环板的自由振动作了分析。而 Shang et al.[35]从严格的数学弹性理论出发,研究了压电层合板的热屈曲问题,所提供的方法不仅可有效地分析压电层合板的热屈曲性质,而且可以求解其他载荷下层合结构的屈曲问题。

与压电层合板相比,压电层合壳体三维精确解的研究较少。这方面国内学者的工作较为

突出。Chen and Shen[36~38]从严格的三维电弹性理论出发，运用幂级数和幂级数与 Fourier 变换相结合的方法求得压电层合正交各向异性圆柱壳柱形弯曲、热压电圆柱壳体轴对称弯曲和有限长正交各向异性压电圆柱壳自由振动等问题的精确解。结果表明柱形弯曲时，对于薄壳或中等厚度壳体，面内位移及正应力沿厚度线性变化以及传感器和驱动器中电势按线性变化的假定是合理的。但对于热压电圆柱壳受温度和轴压作用时，由于面内位移和电势分布非常复杂，因此即使是薄壳也必需采用三维理论进行分析。

Chen 和 Shen[39]还从三维弹性理论出发，求得压电圆柱壳体在外载和电场作用下的线性屈曲解，可以发现压电效应对屈曲临界载荷有显著影响，但单独的电场作用不会导致壳体发生弹性屈曲。

Ding et al.[40,41]采用文献[23]中以势函数表示的位移分解法对压电圆柱壳的非轴对称自由振动进行精确分析，同时还采用三维理论首次考察充液情况时的耦合振动。基于相同思路，Cai et al.[42]采用球坐标下的位移分解法，考察了浸液压电球壳的耦合自由振动。

1.4 压电智能结构的主动控制

振动主动控制是压电智能结构工程应用中的一个重要方面。在众多的优化控制方法中，采用模态传感器和模态驱动器的独立模态空间控制法(Independent modal Space Control)对特定模态具有良好的可观性和可控性，因面能实现模态的优化控制。

注意到只有依靠粘贴在压电介质上的电极才能实现力—电耦合作用，因此通过压电表面上特定形状的电极可以实现有选择地聚集电荷，其功能等同于信号处理器。基于上述想法，Lee and Moon[43]通过调整贴于结构上压电薄膜(电极)的形状和改变压电薄膜的极化方向设计一种模态传感器和模态驱动器，实现对特定模态的控制。图 1 所示为一维悬臂梁的前三阶模态，图 2 所示为一维悬臂板二阶模态传感器的设计方案。不难发现，一维结构的模态控制需要二维的模态传感器，二维结构则需要更复杂的模态传感器。之后，Burke et al.[44]在前人工作的基础上，将压电材料剪裁成不同的形状，实现了二维板的模态控制。Sullivan et al.[45]采用压电传感材料的形状设计与加权增益相结合的方法，近似地提供一个连续变化的分布传感，能在较大的带宽内对各阶模态可观和可控，因而能较有效地抑制板的整体振动。但这些方法存在以下缺点，要改变所控模态阶数，则要改变作为结构一部分的压电传感层和驱动层的形状、粘贴方式以及极化方向，这在实际控制中是难以实现的。

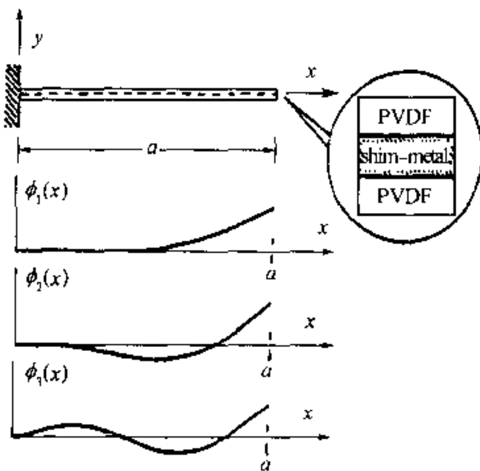


图 1 一维悬臂梁的模态

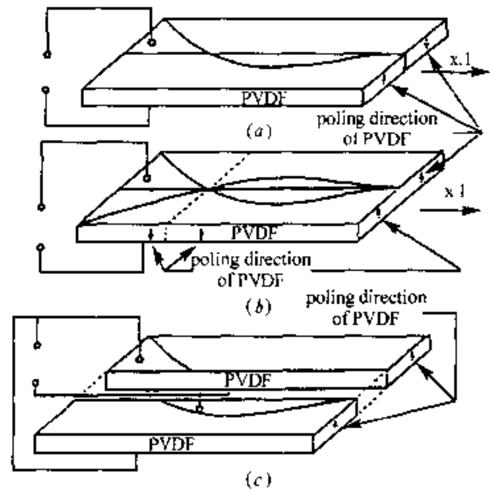


图 2 一维悬壁板二阶模态传感器的设计方案

国内近年来也开展了不少研究工作，共同的特点是用离散分布的压电单元代替整片的压电层作为传感器和驱动器。孙东昌和王大钧[46]将整片的压电传感层和驱动层分成彼此独立的小单元，并给出压电模态传感器和模态驱动器的新设计方法。压电模态传感器所观测的模态坐标和模态速度可从各传感单元的输出电荷及电流中提取，将观测到的模态坐标和模态速度作为反馈生成每一个驱动单元上应施加的电压值，并分别加在相应的驱动单元上对智能板进行模态控制。Chen 和 Shen[47]采用对各传感器增益的设计代替 Lee 等对传感器形状设计的方法，通过一组增益线性算式的简单运算确定特定的一个或一组模态可观和可控，这样使复杂结构的模态控制得以实现。图 3 给出模态传感器的示意图。

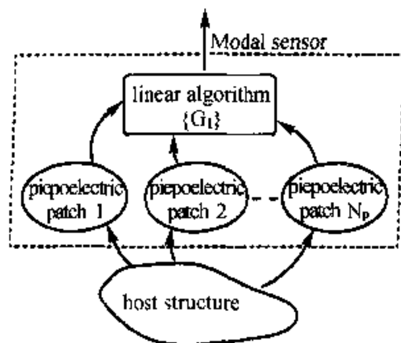


图 3　模态传感器示意图

姚军等[48]同样采用调整传感器和驱动器的增益使得特定模态的阻尼比增大，达到独立控制模态的作用。

1.5　压电体缺陷力学分析

我们前面已经提到，压电陶瓷体已被广泛应用于各种现代机—电多层器件（例如传感器和驱动器）的设计。在实际使用中人们非常关注于压电层与基体材料间的力学失效。在宏观和细观尺度上的断裂可导致人们所不期望的机—电响应。在过去的十年中，已有众多的国内外学者在这一领域进行了大量的研究工作（其中 1997 年以前的工作已有陈增涛和余寿文综述介绍[49]），关于缺陷电学边界条件，除文献[49]中总结的可导通边界条件、D-P 边界条件和真空电型条件外，近年来又提出了各种缺陷体模型。如电渗透型裂纹（王自强和韩学礼[50]），界面刚性导体夹杂（Deng and Meguid[50]），柔性金属电极层（Ru[51]）等等。这些界面缺陷体间是否存在某种内在的联系？最近 Wang and Shen[53]在求解一类双压电材料界面上混合边值问题时发现所有这些界面缺陷体都可以在一个高度统一的框架内（unified framework）被加以处理。在两相压电材料的界面上埋入作为增强相的间断的柔性金属电极可对两压电材料间的界面裂纹起到一定程度的抑制作用[52]；而嵌入的电极层自身与压电陶瓷基体之间的界面开裂是许多电陶瓷多层器件中的一种常见失效原因，最近对这种失效方式的力学分析正逐渐引起人们的重视。Ru 在文献[54]中指出由于电极层的存在改变了电学边界条件而不影响力学边界条件，则现存的解答[19,55]不适用于压电多层器件中的电极—陶瓷界面裂纹。针对这种特殊的界面裂纹，Ru 对其进行了分析[54]；Ru 认为对于这种混合边值问题，其闭合形式的通解一般是不能被获得的；Ru 只得到了一类极特殊情况的精确解答，即两压电半平面的极化方向相反并垂直于中间的电极层；他发现对于这种特殊的双材料构形，电弹性场显现出实指数奇异性而不会出现振荡型奇异性，他的分析表明在界面处拉应力显现出 $-1/2$ 奇异性而剪应力显现出实指数奇异性，并且纯电场载荷就会导致裂尖处这种实指数形式的奇异剪应力。而 Wang and Shen 最近的工作表明对于一般的两相压电介质，仍可获得对于这种电极—陶瓷界面裂纹的精确解答。分析显示在界面处的电弹性场仍可显现出两类奇异性：振荡型奇异性 $-1/2 \pm i\epsilon$ 和实指数型奇异性 $-1/2 \pm k$，其中 ϵ 和 k 由上下两相压电材料的本构常数加以确定。并且继而获得了界面电弹性场以及裂尖处能量释放率的显式和实形式解答。此外 Wang and Shen[56-61]还对压电介质中的各种异相夹杂、Eshelby 夹杂、裂纹和位错以及这些缺陷体间的相互作用问题进行了系统而深入的研究。

2 今后的工作

虽然在上述压电类智能结构力学分析的5个方面已取得了较好的研究成果，但是仍有许多工作需要努力去作，如：

① 开展微尺度下电磁热弹性多场耦合的基本理论和分析方法的研究，为微传感器、微驱动器及 MEMS 的研究提供理论基础和有力的计算工具。

② 开展压电梯度功能板壳结构的静动力学问题解析求解方法的研究，为拓展压电梯度功能材料的应用提供理论指导。

③ 深入研究含电极的压电介质在力、电载荷作用下的断裂问题，使压电断裂的研究更符合实际的工况。

④ 开展压电材料的断裂实验工作，以可靠的实验结果揭示电场对裂纹扩展的影响。

参考文献

1 Ha SK, Keilers C, Chang FK. Analysis of laminated composites containing distributed piezoelectric cermaics J Intell Mater Syst struct., 1991, 2: 59～71

2 Ha SK, Keilers C, Chang FK. Finite element analysis of composites structures containing distributed piezoelectric sensors and actuators. AIAA J, 1992, 30(3): 772～780

3 Tzou HS, Tseng CI. Distributed piezoelectric sensor/actuator design for dynamic measurement/control of distributed parameter systems: a piezoelectric finite element approach. J sou & vib, 1990, 138(1): 17～34

4 Tzou HS, Tseng CI. Distributed vibration control and identification of coupled elastic/ piezoelectric system: Finite element formulation and application. Mechanical system and signal processing, 1991, 5(3): 215～231

5 Chandrashekhara K, Agarwal AN, Active vibration control of laminated composite plates using piezoelectric devices: a finite element approach. J Intell Mater sys struct, 1993, 4(4): 496～508

6 Hwang WS, Park HC. Finite element modeling of piezoelectric sensors and actuators. AIAA J, 1993, 31(5): 930～937

7 Chen CQ, Wang XM, Shen YP. Finite element approach of vibration control using self-sensing piezoelectric actuators. Computer & Structures, 1996, 60(3): 505～512

8 Wang XM, Shen YP. The variational piezoelectric media. Acta Mechana Solida Sinica, 1995, 8(4) 303～313

9 王晓明，沈亚鹏. 关于线性热释电性介质互等功定理及应用. 力学学报, 1996, 28(2): 244～250

10 Wang XM, Shen YP. The conservation laws and path-independent integrals for electro-magnreto-elastic media with an application. Int J Solids Structures, 1996, 33(6): 865～878

11 Baumhauer JC, Tiersten HF. Nonlinear electroelastic equations for small fields superposed on a bias. J Acoustical Society of America, 1973, 54(4): 1017～1033

12 Im S, Atluri SN. Effects of a piezo-actuators on a finitely deformed beam subjected to general loading. AIAA J, 1989, 27(12): 1801～1807

13 Pai PF, Nafh AH, Oh K, Mook DT. A refined nonlinear model of piezoelectric plate with integrated piezoelectric actuators and sensors. Int J solids structures, 1993, 33: 1603～1630

14 Mitchell JA, Reddy JN. A refined hybrid plate theory for composite laminates with piezoelectric lamina. Int J Solids structures, 1989, 32(16): 2345～2367

15 Tzou HS, Bao Y. Nonlinear pizeothermoelasticity and Multi-field actuators, Part 1: nonlinear anisotropic pizeothermoelastic shell laminates ASME J Appl Mech, 1997, 119: 374～381

16 Chen CQ, Shen YP, Tian XG. Variational principles of nonlinear piezothermoelastric media. Acta Mechanica Solida Sinica,

1998,11(1): 11～27

17 Tian XG, Shen YP, Gao JX. Buckling and post-buckling of piezoelectric plates using finite element method. Acta Mechanica Solida Sinica, 1999, 12(4): 340～347

18 Sosa H. Plane problems in piezoelectric media with defects. Int J Solids strucdtures, 1991, 28: 491～505

19 Suo ZG, Kuo CM, Barnett DM, Willis JR. Fracture mechanics for piezoelectric ceramics. J Mech Phys Solids, 1992, 40: 739～765

20 Wang ZK, Zheng BL. The general solution of three-dimensional problems in piezoelectric media, Int J Solids Structures, 1995, 32(1): 105～115

21 Wang ZK, Huang SH. Stress intensification near an elliptical crack border. Theoretical and Applied Fracture Mechanics, 1995, 22: 229～237

22 Shang FL, Wang ZK, Li ZH. Thermal stresses analysis of a three dimensional crack in the thermopiezoelectric solid. Engng Fract Mech, 1996, 55(5): 737～750

23 Ding HJ, Chen B, Liang J. General solution for coupled equations for piezoelectric media. Int J Solids structures, 1996, 33(16) 2283～2298

24 Ding HJ, Liang J, Chen B. Fundamental solution for transversely isotopic piezoelectric media. Science in China (series A), 39 (7) 766～775

25 Crawley EF, Luis JD. Use of piezoelectric actuators as elements of intelligent structures. AIAA J, 1987, 25(10): 1373～1385

26 Wang BT, Rogers CA. Laminated plate theory for spatially distributed induced strain actuators. J composite Materials, 1991, 25: 443～450

27 Zhou HS. Piezoelectric shells, Distributed sensing and control of continua. Kluwer Academic publishers, 1993

28 Ray MC, Rao KM. Exact solution for static analysis of an intelligent structure under cylindrical bending. Computers and Structures, 1993, 47: 1031～1042

29 Ray MC, Samanta B. Exact solution for static analysis of intelligent structures. AIAA J, 31: 1684～1691

30 Heyliger P, Brooks S. Free vibration of piezoelectric laminated in cylindrical bending. Int J solids structures, 1995, 32: 2945～2960

31 Batra RC, Liang XQ. The vibration of a rectangular laminated plate with embedded piezoelectric sensors and actuators. Computers and Structures, 1997, 63: 203～216

32 Gao JX, Shen YP, Wang J. Three dimensional analysis for free vibration of rectangular composite laminates with piezoelectric layers. J Sound and Vibration, 1998, 213(2) 383～390

33 Chen WQ, Xu RQ, Ding HJ. On free vibration of a piezoelectric composite rectangular plate. J sound and vibration, 1998, 218: 741～748

34 Ding HJ, Xu RQ, Chi YW, Chen WQ. Free axisymmetric vibration of transversely isotropic piezoelectric circular plate. Int J solids structures, 1999, 36: 4629～4625

35 Shang FL, Wang ZK, Li ZH. An exact analysis of thermal bucking of piezoelectric laminated plates. Acta Mechanica Solida Sinica, 1997, 10(2): 95～107

36 Chen CQ, Shen YP, Wang XM. Exact solution of orthotropic cylindrical shell with piezoelectric layers under cylindrical bending. Int J Solids Structures, 1996, 34(17): 4481～4491

37 Chen CQ, Shen YP. Piezothermoelasticity analysis for circular cylindrical shell under the state of axisymmetric deformation. Int J Engineering Science, 1996, 34(17): 87～93

38 Chen CQ, Shen YP. Three dimensional analysis for the free vibration of finitely long orthotropic cylindrical shell. ASME J Vibration and Acoustic, 1998, 120(1): 194～198

39 Chen CQ, Shen YP. Stability analysis of piezoelectric circular cylindrical shell. ASME J Appl Mech, 1997, 64(4): 847～852

40 Ding HJ, Guo YM, Yang QD, Chen WQ. Free vibration of piezoelectric cylindrical shells. Acta Mechanica Solida Sinica, 1997, 10: 48～55

41 Ding HJ, Chen WQ, Guo YM, Yang QD. Free vibrations of piezoelectric cylindrical shells filled with compressible fluid. Int J Solids and Structures, 1997, 34: 2025～2034

42 Cai JB, Chen WQ, Ye GR, Ding HJ. Natural frequencies of submerged piezoceramic hollow spheres. Acta Mechanica Sinica,

2000,16: 55~62

43 Lee CK, Moon FC. Modal sensors/actuators. ASME J Appl Mech, 57: 434~441

44 Burke SE, Hubbard JEJ. Distributed transducer vibration control of thin plate. J Acoust Soc Am, 1991, 90(2): 937~944

45 Sullivan JM, Hubbard JEJ, Burke SE. Distributed sensor/actuator design for plate: spatial shape and shading as design parameters. J Sound and Vibration, 1997, 203(3): 373~393

46 孙东昌,王大钧.智能板的振动控制的分布压电单元法.力学学报,1996,28(6):692~699

47 Chen CQ, Shen YP. Optimal control of active structures with piezoelectric modal sensors and actuators. Smart Materials and Structure, 1997, 6: 403~409

48 姚军,李岳峰,刘娟.压电薄板的建模和阻尼的准独立模态控制.航空学报,2000,21(2) 159~163

49 陈增涛,余寿文.压电介质损伤,断裂力学研究的现状.力学进展,1999,29:187~196

50 王自强,韩学礼.压电材料中心裂纹问题.固体力学学报,1999,20(2):95~103

51 Deng W, Meguid SA. Analysis of conducting rigid inclusion at the interface of two dissimilar piezoelectric materials. ASME J Appl Mech, 1998, 62: 76~84

52 Ru CQ. Exact solution for finite electrode layers embedded at the interface of two piezoelectric half-planes. J Mech Phys Solids, 2000, 48: 693~708

53 Wang X, Shen YP. Exact solution for mixed-boundary value problems at anisotropic piezoelectric bimaterial interface and unification of various interface defects. To appear in International Journal of Solids and Structures

54 Ru CQ. Electrode-ceramic interfacial cracks in piezoelectric multilayer materials. ASME J Appl Mech, 2000, 67: 255~261

55 Kuo CM, Barnett DM. Stress singularities of interfacial cracks in bonded piezoelectric half-spaces. In: Modern Theory of Anisotropic Elasticity and Applications (Wu J J, Ting T C T, Barnett, D M Eds), Philadelphia: SIAM Proceedings series, 1991, 33-50

56 Wang X, Shen YP. A solution of the elliptic piezoelectric inclusion problem under uniform heat flux. International Journal of Solids and Structures, 2001, 38: 2503~2516

57 Wang X, Shen YP. On double circular inclusion problem in anti-plane piezoelectricity. International Journal of Solids and Structures, 2001, 38: 4439~4461

58 Wang X, Shen YP. Basic solution for the three-phase composite constitutive model in anti-plane piezoelectricity. Acta Mechanica Solida Sinica, 2000, 13(2): 134~140

59 Wang X, Shen YP. Analysis of a partially debonded conducting rigid elliptical inclusion in a piezoelectric matrix. Applied Mathematics and Mechanics, 2001, 22(1): 35~52

60 Wang X, Shen YP. Arc interface crack in a three-phase piezoelectric composite constitutive model. Acta Mechanica Solida Sinica, 2001, 14(2): 104~117

61 Wang X, Shen YP, Du JK. Green's function for the anisotropic piezoelectric bimaterials with a slipping interface. Acta Mechanica Solida Sinica, 2001 (In press)

有限变形压电弹性动力学的非传统 Hamilton 型变分原理①

罗恩　罗志国

（中山大学应用力学与工程系，广州　510275）

摘要　根据古典阴阳互补和现代对偶互补的基本思想，通过作者早已提出的一条简单而统一的新途径，系统地建立了有限变形压电弹性动力学的 8 类变量、6 类变量、4 类变量和 2 类变量非传统 Hamilton 型变分原理。这种新的非传统 Hamilton 型变分原理能反映这种动力学初值-边值问题的全部特征。

关键词　非传统 Hamilton 型变分原理，有限变形，压电弹性动力学，阴阳互补，对偶互补

引　言

压电材料是一种重要的智能材料，目前它已被广泛应用于新兴的智能结构中。对于压电弹性体的动力理论，Tiersten[1]，Nowacki[2]，Iesan[3]等人曾进行过一些研究。罗恩和张贺忻于 1997 年系统建立了压电弹性动力学的各类简化 Gurtin 型变分原理[4]。但这种变分原理不适用于有限变形的情形。因此，对于有限变形压电弹性动力学，能反映其初值－边值问题全部特征的变分原理至今还没有系统建立。

根据古典阴阳互补和现代对偶互补的基本思想，通过作者在文献[5,6]中所提出的一条简单而统一的新途径，系统地建立了有限变形压电弹性动力学的各类非传统 Hamilton 型变分原理。本文所建立的变分原理与传统 Hamilton 型变分原理在形式上有某些相似，但并不完全相同，前者的泛函式中含有一些限制变分量（这些自变函数在变分运算过程中被冻结，即将其看作变分的不变量）。两者最根本的区别是，传统 Hamilton 型变分原理只能反映动力学的时间端值-边值问题的特征，而本文所建立的变分原理能反映有限变形压电弹性动力学初值－边值问题的全部特征。因此，将本文所建立的新变分原理称为非传统 Hamilton 型变分原理。文中首先给出一个有限变形压电动力学的广义虚功原理的表达式。然后从该式出发，不仅能得到有限变形压电动力学的虚功原理，而且通过所给出的一系列广义 Legendre 变换，还能系统地成对导出有限变形压电弹性动力学的 8 类变量、6 类变量、4 类变量和 2 类变量非传统 Hamilton 型变分原理的互补泛函。同时，通过这条新途径还能清楚地阐明这些原理的内在联系。

1　有限变形压电弹性动力学的基本方程及条件

设压电弹性体为 V，其边界为 ∂V，V 的闭包为 $\bar{V}=V\cup\partial V$，$\bar{V}$ 为三维空间的正则区域。

① 国家自然科学基金(19672074,19902022)和广东省自然科学基金(95104)资助项目。

模型均映射在 Lagrange 构型上。为简单起见，下面的论述采用笛卡儿张量记号，且在空间直角坐标系中进行。有限变形压电弹性动力学的基本方程、边界条件和初始条件如下。

速度位移关系 $$\nu_i = Du_i/Dt = \dot{u}_i \tag{1}$$

动量速度关系 $$p_i = \rho\nu_i \tag{2}$$

相应的动能密度和余动能密度分别为 $K(\nu_i)=\rho\nu_i\nu_i/2, K^*(p_i)=p_ip_i/2\rho$

运动方程 $$[(\delta_{ij}+u_{i,j})\sigma_{jk}]_{,k}+f_i=\dot{p}_i \text{ 或 } [(\delta_{ij}+u_{i,j})\sigma_{jk}]_{,k}+f_i=\rho\ddot{u}_i \tag{3}$$

式中 σ_{ij}为 Kirchhoff 应力张量；f_i 为体力矢量；δ_{ij}为 Kroneker delta。

几何方程 $$\varepsilon_{ij}=(u_{i,j}+u_{j,i}+u_{k,i}u_{k,j})/2 \tag{4}$$

式中 ε_{ij}为 Green 应变张量。

Maxwell 方程

对于拟静电场有 $$D_{i,i}=q \tag{5}$$

$$E_i=-\varphi_{,i} \tag{6}$$

式中 D_i 为电位移，E_i 为电场强度，φ 为电位，q 为体电荷密度。

本构方程 $$\sigma_{ij}=E_{ijkl}\varepsilon_{kl}-\beta_{kij}E_k \text{ 或 } \varepsilon_{ij}=C_{ijkl}\sigma_{kl}-\alpha_{kij}D_k \tag{7}$$

$$D_i=\beta_{ijk}\varepsilon_{jk}+a_{ij}E_j \text{ 或 } E_i=\alpha_{ijk}\sigma_{jk}+b_{ij}D_j \tag{8}$$

电焓与余电焓分别为

$$H(\varepsilon_{ij},E_i)=E_{ijkl}\varepsilon_{ij}\varepsilon_{kl}/2-a_{ij}E_iE_j/2-\beta_{kij}\varepsilon_{ij}E_k \tag{9'}$$

$$\psi(\sigma_{ij},D_i)=C_{ijkl}\sigma_{ij}\sigma_{kl}/2-b_{ij}D_iD_j/2-\alpha_{kij}\sigma_{ij}D_k \tag{9''}$$

边界条件 $u_i=\bar{u}_i$ 在 ∂V_u 上，$T_i\equiv(\delta_{ij}+u_{i,j})\sigma_{jk}n_k=\bar{T}_i$ 在 ∂V_T 上 (10′),(10″)

$\varphi=\bar{\varphi}$ 在 ∂V_φ 上，$D\equiv D_in_i=\bar{D}$ 在 ∂V_D 上 (10‴),(10⁗)

式中 $\bar{u}_i,\bar{T}_i,\bar{\varphi}$ 和 $\bar{D}$ 为已知函数，且

$$\partial V=\partial V_u\cup\partial V_T=\partial V_\varphi\cup\partial V_D,\partial V_u\cap\partial V_T=\partial V_\varphi\cap\partial V_D=0$$

初始条件 $$u_{0i}(x)=u_i(x,0)=\tilde{u}_{0i}(x),p_{0i}(x)=p_i(x,0)=\tilde{p}_{0i}(x)\quad x\in\bar{V} \tag{11}$$

式中 $\tilde{u}_{0i}(x),\tilde{p}_{0i}(x)$为已知初始值。

2 广义虚功原理 虚功原理

可以证明，对于互不相关的任意函数 $p_i,\sigma_{ij},D_i,u_i,\varphi$，下列的积分关系式恒成立

$$\begin{aligned}&\int_0^{t_1}\int_V[p_i\dot{u}_i-(\delta_{ij}+u_{i,j})\sigma_{jk}u_{i,k}-D_i\varphi_{,i}]\mathrm{d}V\mathrm{d}t+\\&\int_0^{t_1}\int_V\{\dot{p}_iu_i-[(\delta_{ij}+u_{i,j})\sigma_{jk}]_{,k}u_i-D_{i,i}\varphi\}\mathrm{d}V\mathrm{d}t+\\&\int_0^{t_1}\int_{\partial V}(T_iu_i+D\varphi)\mathrm{d}s\mathrm{d}t-\int_V[u_i(x,t_1)p_i(x,t_1)-u_i(x,0)p_i(x,0)]\mathrm{d}V=\\&\Pi_1+\Pi_2+\Pi_3-\Pi_4=0\end{aligned} \tag{12}$$

式中 Π_1,Π_2,Π_3,Π_4 分别表示第 1,2,3,4 项积分。

式(12)是本文给出的一个重要关系式，在力学上可以认为是有限变形压电动力学的广义

虚功原理的表达式。从该式出发,不仅能系统地建立有限变形压电弹性动力学的虚功原理和各类非传统 Hamilton 型变分原理,而且能清晰地阐明这些原理之间的内在联系。

当 σ_{ij}, p_i 满足方程(3)及条件(10″)(11″);D_i 满足方程(5)及条件(10⁗);u_i 满足方程(1),(4)及条件(10′),(11′);φ 满足方程(6)及条件(10‴)时,则由式(12)可得

$$\int_0^{t_1}\int_V(f_iu_i - q\varphi)\mathrm{d}V\mathrm{d}t + \int_0^{t_1}\int_{\partial V}(T_iu_i + D\varphi)\mathrm{d}s\mathrm{d}t - \int_V[u_i(x,t_1)p_i(x,t_1) -$$

$$\bar{u}_{0i}(x)\bar{p}_{0i}(x)]\mathrm{d}V = \int_0^{t_1}\int_V[(\varepsilon_{ij} + \varepsilon_{ij}^b)\sigma_{ij} - p_i\nu_i - D_iE_i]\mathrm{d}V\mathrm{d}t \quad (\varepsilon_{ij}^b = u_{k,i}u_{k,j}/2) \quad (13)$$

式(13)可以看成是有限变形压电动力学的虚功原理的表式,它反映广义动力可能状态与广义运动可能状态之间的最一般关系,或者说,它反映 $f_i, q, p_i, \sigma_{ij}, D_i$ 与 $u_i, \varphi, \nu_i, \varepsilon_{ij}, E_i$ 这两组对偶变量之间的最一般关系。

3 各类非传统 Hamilton 型变分原理

3.1 8 类变量广义变分原理

当 $\sigma_{ij}, \epsilon_{ij}, D_i$ 和 E_i 是互不相关的任意函数时,可得到下列关系式

$$\sigma_{ij}\epsilon_{ij} - D_iE_i = H(\epsilon_{ij}, E_i) + \psi(\sigma_{ij}, D_i) + A(\sigma_{ij}, \epsilon_{ij}, D_i, E_i) \quad (14)$$

式中 $$A(\sigma_{ij}, \epsilon_{ij}, D_i, E_i) = (\sigma_{ij} - E_{ijkl}\epsilon_{kl} + \beta_{kij}E_k)(\epsilon_{ij} - C_{ijkl}\sigma_{kl} + \alpha_{kij}D_k)/2 -$$
$$(D_i - \beta_{ijk}\epsilon_{jk} - a_{ij}E_j)(E_i - \alpha_{ijk}\sigma_{jk} - b_{ij}D_j)/2$$

只有当 $\sigma_{ij}, \epsilon_{ij}, D_i, E_i$ 满足方程(7)和(8)时,才有

$$\sigma_{ij}\epsilon_{ij} - D_iE_i = H(\epsilon_{ij}, E_i) + \psi(\sigma_{ij}, D_i) \quad (15)$$

于是,式(12)第 1 项积分 Π_1 中的被积函数 $-(\delta_{ij} + u_{i,j})\sigma_{jk}u_{i,k} - D_i\varphi_{,i}$ 可变换为

$$-(\delta_{ij} + u_{i,j})\sigma_{jk}u_{i,k} - D_i\varphi_{,i} = -H(\epsilon_{ij}, E_i) + \sigma_{ij}[\epsilon_{ij} - (u_{i,j} + u_{j,i} + u_{k,i}u_{k,j})/2] -$$
$$D_i(E_i + \varphi_{,i}) - \psi(\sigma_{ij}, D_i) - \sigma_{ij}(u_{k,i}u_{k,j})/2 - A(\sigma_{ij}, \epsilon_{ij}, D_i, E_i) \quad (16)$$

当 p_i 与 ν_i 是互不相关的任意函数时,可得下列关系式

$$p_i\nu_i = K(\nu_i) + K^*(p_i) - B(p_i, \nu_i) \quad (17)$$

式中 $B(p_i, \nu_i) = (\rho\nu_i - p_i)(\rho\nu_i - p_i)/2\rho$

只有当 p_i 与 ν_i 满足式(2)时,才有

$$p_i\nu_i = K(\nu_i) + K^*(p_i) \quad (18)$$

于是,式(12)第 1 项积分中的被积函数 $p_i\dot{u}_i$ 可变换为

$$p_i\dot{u}_i = K(\nu_i) - p_i(\nu_i - \dot{u}_i) + K^*(p_i) - B(p_i, \nu_i) \quad (19)$$

上述的式(14)和(17)是本文给出的广义 Legendre 变换式。而式(12)的第 2,3,4 项积分可变换为

$$\Pi_2 + \Pi_3 - \Pi_4 = \int_0^{t_1}\int_V\{\dot{p}_iu_i - [(\delta_{ij} + u_{i,j})\sigma_{jk}]_{,k}u_i - f_iu_i - (D_{i,i} - q)\varphi\}\mathrm{d}V\mathrm{d}t +$$
$$\Gamma_{IB} + \mathring{\Gamma} + \int_0^{t_1}\int_V(f_iu_i - q\varphi)\mathrm{d}V\mathrm{d}t + \Pi_{IB} + \mathring{\Pi} \quad (20)$$

式中 $\Pi_{IB} = \int_0^{t_1}\Big[\int_{\partial V_T}\bar{T}_iu_i\mathrm{d}s + \int_{\partial V_u}(u_i - \bar{u}_i)T_i\mathrm{d}s + \int_{\partial V_D}\bar{D}\varphi\mathrm{d}s + \int_{\partial V_\varphi}(\varphi - \bar{\varphi})D\mathrm{d}s\Big]\mathrm{d}t +$

$$\int_V [\bar{p}_{0i}(x)u_i(x,0) - \bar{u}_{0i}(x)p_i(x,0)]\mathrm{d}V \tag{21'}$$

$$\Gamma_{IB} = \int_0^{t_1}\left[\int_{\partial V_u}\bar{u}_i T_i \mathrm{d}s + \int_{\partial V_T}(T_i - \bar{T}_i)u_i \mathrm{d}s + \int_{\partial V_\varphi}\bar{\varphi}D\mathrm{d}s + \int_{\partial V_D}(D-\bar{D})\varphi\mathrm{d}s\right]\mathrm{d}t +$$

$$\int_V [\bar{u}_{0i}(x)p_i(x,0) - \bar{p}_{0i}(x)u_i(x,0)]\mathrm{d}V \tag{21''}$$

$$\mathring{\Pi} = -\int_V [\mathring{p}_i(x,t_1)u_i(x,t_1) - \mathring{u}_i(x,0)p_i(x,0)]\mathrm{d}V \tag{21'''}$$

$$\mathring{\Gamma} = -\int_V [\mathring{u}_i(x,t_1)p_i(x,t_1) - \mathring{p}_i(x,0)u_i(x,0)]\mathrm{d}V \tag{21''''}$$

其中带上标◦的量为限制变分量。

将式(16),(19)和(20)代入式(12)中,经整理后可得

$$\Pi_8(p_i,\nu_i,\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},u_i,D_i,E_i,\varphi) + \Gamma_8(p_i,\nu_i,\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},u_i,D_i,E_i,\varphi) = 0 \tag{22}$$

而泛函 Π_8 和 Γ_8 分别为

$$\Pi_8 = \int_0^{t_1}\int_V \{K(\nu_i) - p_i(\nu_i - \dot{u}_i) - H(\varepsilon_{ij},E_i) + \sigma_{ij}[\varepsilon_{ij} - (u_{i,j} + u_{j,i} + u_{k,i}u_{k,j})/2] -$$

$$D_i(E_i + \varphi_{,i}) + f_i u_i - q\varphi\}\mathrm{d}V\mathrm{d}t + \Pi_{IB} + \mathring{\Pi} \tag{23'}$$

$$\Gamma_8 = \int_0^{t_1}\int_V \{K^*(p_i) - B(p_i,\nu_i) - \psi(\sigma_{ij},D_i) - \sigma_{ij}(u_{k,i}u_{k,j})/2 - A(\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},D_i,E_i) -$$

$$[[(\delta_{ij} + u_{i,j})\sigma_{jk}]_{,k} + f_i - \dot{p}_i]u_i - (D_{i,i} - q)\varphi\}\mathrm{d}V\mathrm{d}t + \Gamma_{IB} + \mathring{\Gamma} \tag{23''}$$

定理1　当且仅当 $p_i,\nu_i,\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},u_i,D_i,E_i,\varphi$ 是混合问题式(1),(2),(3′),(4),(5),(6),(7′),(8′),(10′,10″,10‴,10⁗)和(11)的解,则必定满足下列变分式

$$\delta\Pi_8 = 0 \qquad 或 \qquad \delta\Gamma_8 = 0 \tag{24}$$

证明:将式(23′)式对自变函数 $p_i,\nu_i,\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},u_i,D_i,E_i,\varphi$ 变分,可得

$$\delta\Pi_8 = \int_0^{t_1}\int_V \{(\rho\nu_i - p_i)\delta\nu_i - (\nu_i - \dot{u}_i)\delta p_i + [\varepsilon_{ij} - (u_{i,j} + u_{j,i} + u_{k,i}u_{k,j})/2]\delta\sigma_{ij} -$$

$$(\partial H/\partial\varepsilon_{ij} - \sigma_{ij})\delta\varepsilon_{ij} + [[(\delta_{ij} + u_{i,j})\sigma_{jk}]_{,k} + f_i - \dot{p}_i]\delta u_i - (E_i + \varphi_{,i})\delta D_i - (\partial H/\partial E_i + D_i)\delta E_i +$$

$$(D_{i,i} - q)\delta\varphi\}\mathrm{d}V\mathrm{d}t + \int_0^{t_1}\left[\int_{\partial V_u}(u_i - \bar{u}_i)\delta T_i\mathrm{d}s - \int_{\partial V_T}(T_i - \bar{T}_i)\delta u_i\mathrm{d}s + \int_{\partial V_\varphi}(\varphi - \bar{\varphi})\delta D\mathrm{d}s -\right.$$

$$\left.\int_{\partial V_D}(D - \bar{D})\delta\varphi\mathrm{d}s\right]\mathrm{d}t - \int_V \{[p_i(x,0) - \bar{p}_{0i}(x)]\delta u_i(x,0) - [u_i(x,0) - \bar{u}_{0i}(x)]\delta p_i(x,0)\}\mathrm{d}V \tag{25}$$

充分性　若 $p_i,\nu_i,\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},u_i,D_i,E_i,\varphi$ 是混合问题(1)~(11)的解,则式(25)就变成为 $\delta\Pi_8 = 0$,即式(24)成立。

必要性　若式(24)成立,即 $\delta\Pi_8 = 0$,注意到式(25),由于 $\delta p_i,\delta\nu_i,\delta\sigma_{ij},\delta\varepsilon_{ij},\delta u_i,\delta D_i,\delta E_i$,$\delta\varphi$ 的任意性,并根据变分法的有关引理,故由此可得式(1),(2),(3′),(4),(5),(6),(7′),(8′),(10′,10″,10‴,10⁗)和(11),即 $p_i,\nu_i,\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},u_i,D_i,E_i,\varphi$ 是混合问题(1)~(11)的解。

Π_8 和 Γ_8 分别是8类变量非传统 Hamilton 型变分原理的势能形式和余能形式的泛函。对于任意无关的 $p_i,\nu_i,\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},u_i,D_i,E_i,\varphi$,它们之间存在互补关系(22)。

3.2　6类变量广义变分原理

当 p_i,ν_i,u_i 满足式(1)和(2)时,式(22)就变成为

$$\Pi_6(\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},u_i,D_i,E_i,\varphi)+\Gamma_6(\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},u_i,D_i,E_i,\varphi)=0 \tag{26}$$

而其势能形式的泛函 Π_6 和余能形式的泛函 Γ_6 分别为

$$\Pi_6=\int_0^{t_1}\int_V\{K(\dot{u}_i)-H(\varepsilon_{ij},E_i)+\sigma_{ij}[\varepsilon_{ij}-(u_{i,j}+u_{j,i}+u_{k,i}u_{k,j})/2]- D_i(E_i+\varphi_{,i})+f_iu_i-q\varphi\}\mathrm{d}V\mathrm{d}t+\Pi_{IB}+\mathring{\Pi} \tag{27'}$$

$$\Gamma_6=\int_0^{t_1}\int_V\{K(\dot{u}_i)-\psi(\sigma_{ij},D_i)-\sigma_{ij}(u_{k,i}u_{k,j})/2-A(\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},D_i,E_i)- [[(\delta_{ij}+u_{i,j})\sigma_{jk}]_{,k}+f_i-\rho\ddot{u}_i]u_i-(D_{i,i}-q)\varphi\}\mathrm{d}V\mathrm{d}t+\Gamma_{IB}+\mathring{\Gamma} \tag{27''}$$

式中 $K(\dot{u}_i)=\rho\dot{u}_i\dot{u}_i/2$。

定理 2　当且仅当 $\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},u_i,D_i,E_i,\varphi$ 是混合问题(3″),(4),(5),(6),(7′),(8′),(10′～10″″)和(11)的解,则必定满足变分式 $\delta\Pi_6=0$ 或 $\delta\Gamma_6=0$。

Π_6 和 Γ_6 分别是 6 类变量非传统 Hamilton 型广义变分原理的一对互补泛函,其互补关系(26)对于任意无关的 $\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},u_i,D_i,E_i,\varphi$ 成立。

3.3　4 类变量广义变分原理

当 $\sigma_{ij},\varepsilon_{ij},D_i,E_i$ 满足式(7)和(8)时,式(26)就变成为

$$\Pi_4(\sigma_{ij},u_i,D_i,\varphi)+\Gamma_4(\sigma_{ij},u_i,D_i,\varphi)=0 \tag{28}$$

而其势能形式的泛函 Π_4 和余能形式的泛函 Γ_4 分别为

$$\Pi_4=\int_0^{t_1}\int_V\{K(\dot{u}_i)+\psi(\sigma_{ij},D_i)-\sigma_{ij}(u_{i,j}+u_{j,i}+u_{k,i}u_{k,j})/2- D_i\varphi_{,i}+f_iu_i-q\varphi\}\mathrm{d}V\mathrm{d}t+\Pi_{IB}+\mathring{\Pi} \tag{29'}$$

$$\Gamma_4=\int_0^{t_1}\int_V\{K(\dot{u}_i)-\psi(\sigma_{ij},D_i)-\sigma_{ij}(u_{k,i}u_{k,j})/2-[[(\delta_{ij}+u_{i,j})\sigma_{jk}]_{,k}+f_i-\rho\ddot{u}_i]u_i- (D_{i,i}-q)\varphi\}\mathrm{d}V\mathrm{d}t+\Gamma_{IB}+\mathring{\Gamma} \tag{29''}$$

定理 3　当且仅当 $\sigma_{ij},u_i,D_i,\varphi$ 是混合问题(3″),(5)和下式

$$(u_{i,j}+u_{j,i}+u_{k,i}u_{k,j})/2=C_{ijkl}\sigma_{kl}-a_{kij}D_k,\quad -\varphi_{,i}=\alpha_{ijk}\sigma_{jk}+b_{ij}D_j$$

及式(10′～10″″)和(11)的解,则必定满足变分式 $\delta\Pi_4=0$ 和 $\delta\Gamma_4=0$。

Π_4 和 Γ_4 分别是 4 类变量非传统 Hamilton 型广义变分原理的一对互补泛函,其互补关系(28)对于任意无关的 $\sigma_{ij},u_i,D_i,\varphi$ 成立。

3.4　2 类变量广义变分原理

当 ε_{ij} 与 u_i, E_i 与 φ 分别满足式(4)和式(6)时,泛函 Π_6 就变成为

$$\Pi_2(u_i,\varphi)=\int_0^{t_1}\int_V\{K(\dot{u}_i)-H[(u_{i,j}+u_{j,i}+u_{k,i}u_{k,j})/2,-\varphi_{,i}]+f_iu_i-q\varphi\}\mathrm{d}V\mathrm{d}t+ \Pi_{IB}-\int_V[\rho\dot{u}_i(x,t_1)u_i(x,t_1)-\mathring{u}_i(x,0)\rho\dot{u}_i(x,0)]\mathrm{d}V \tag{30}$$

定理 4　当且仅当 u_i,φ 是混合问题(10′,10″″),(11)及下式

$$\{(\delta_{ij}+u_{i,j})[E_{jkmn}(u_{m,n}+u_{n,m}+u_{l,m}u_{l,n})/2+\beta_{ljk}\varphi_{,l}]\}_{,k}+f_i=\rho\ddot{u}_i$$

$$[\beta_{ijk}(u_{j,k}+u_{k,j}+u_{l,j}u_{l,k})/2-a_{ij}\varphi_{,j}]_{,i}=q$$

$$\{(\delta_{ij}+u_{i,j})[E_{jkmn}(u_{m,n}+u_{n,m}+u_{l,m}u_{l,n})/2+\beta_{ljk}\varphi_{,l}]\}n_k=\overline{T}_i \qquad 在\ \partial V_T\ 上$$

$$[\beta_{ijk}(u_{j,k}+u_{k,j}+u_{l,j}u_{l,k})/2-a_{ij}\varphi_{,j}]n_i=\overline{D} \qquad 在\ \partial V_D\ 上$$

的解,则必定满足变分式 $\delta\Pi_2=0$。

Π_2 是二类变量非传统 Hamilton 型广义变分原理的势能形式的泛函。

4 结语

本文所建立的虚功原理和各类非传统 Hamilton 型变分原理是有限变形压电弹性动力学的重要组成部分。因此,本文所建立的这些新的非传统 Hamilton 型变分原理,无论在理论研究方面,还是在建立各种近似解法和工程实用理论方面都有重要价值。有关这些原理的应用研究,将另文阐述。

参考文献

1 Tiersten H F. Linear piezoelectric plate vibrations. New York : Plenum Press, 1969

2 Nowacki W. Foundations of linear piezoelectricity. In : Parkus H ed. Electromagnetic Interations in Elastic Solids. Wien : Springer-Verlag, 1979, 105～189

3 Iesan D. Reciprocity, uniqueness and minimum principles in the linear theory of piezoelectricity. Int J Engng Sci, 1990, 28: 1139～1149

4 罗恩,张贺忻.压电弹性动力学的一些基本原理.现代力学与科技进步,北京:清华大学出版社,1997,1272～1275

5 罗恩.关于线弹性动力学中各种 Gurtin 型变分原理.中国科学,A 辑,1987,(9):936～948

6 Luo E, Cheung Y K. On the variational principles in linear elastodynamics. Acta Mechanica Sinica, 1988, 4(4) : 337～349

7 罗恩.几何非线性弹性动力学中的广义 Hamilton 型拟变分原理.中山大学学报(自然科学版),1990,29(2):15～19

铁电材料非线性本构关系和有限元分析

王自强　邓其林

(LNM,中国科学院力学研究所,北京　100080)

摘要　众所周知铁电材料的力学行为是非线性的。线性假设只有在力和电场都比较小的时候才能成立。当力场或电场很大时,其本构关系的非线性效应就会产生很大的影响。本文研究了铁电材料非线性本构关系,在此基础上,建立了有限元模型,并对紧凑拉伸试样断裂实验进行有限元分析,成功地解释了正电场对外加断裂载荷的非线性影响。

关键词　铁电材料,非线性,本构关系,有限元

引　言

压电材料在智能元件中得到广泛应用。它既可作具有感知功能的传感器,又可用作具有致动功能的执行器。由于电和力的耦合作用,压电材料的电致断裂、电致疲劳时有发生。对于压电材料断裂行为研究日益受到重视。

Parton[1], Deeg[2], Pak 和 Herrmann[3], McMeeking[4], Pak[5], Sosa[6], Suo, et al.[7], Suo[8],Zhang 和 Hack[9],Yang 和 Suo[10],Dunn[11],Zhang 和 Tong[12]等人对压电材料断裂进行了理论研究。但是理论与 Park 和 Sun[13]实验存在明显差异。Gao 等人[14]针对理论与实验的明显差异,提出了一个条状电饱和区模型。他们认为钛酸钡($BaTiO_3$)、锆钛酸铅(PZT)等铁电晶体可以看作是"理想"的弹性体,塑性屈服比较困难,而电屈服比较容易。为了考虑电屈服对压电材料断裂行为的影响,比较简单的是引人条状饱和区模型。Gao 等人[14]引入局部能量释放率准则,定性地解释了实验现象。Wang[15]对条状电饱和区模型进行了严格的数学分析,进一步确认条状电饱和区模型仍不能定量解释实验现象。由于实验中试件含有的是细切口而不是尖裂纹,因此他提出用细切口端部的应力作为起裂准则,与实验的线性部分实现了较好的吻合。

压电材料尤其是铁电材料的力、电响应具有明显的非线性,而且铁电材料当电场、应力场到达一定条件时,它们的电畴会发生翻转。本文从铁电材料的势能表达式出发,提出铁电材料的非线性本构关系。在这个非线性本构的基础上建立有限元模型,采用临界断裂应力准则,对紧凑拉伸试样断裂实验进行了有限元分析,很好地解释了当正电场逐渐增大时,电场对断裂载荷的非线性影响。

1　非线性本构关系

铁电材料的线性本构关系可表示为

$$
\left.\begin{aligned}
\gamma_{ij} &= \gamma_{ij}^r + s_{ijkl}\sigma_{kl} + d_{kij}E_k \\
D_i &= D_i^r + d_{ikl}\sigma_{kl} + \varepsilon_{ik}E_k
\end{aligned}\right\} \tag{1}
$$

式中 s_{ijkl} 是弹性柔度张量；d_{ijk} 是压电系数；ϵ_{ik} 是介电系数；γ_{ij}^r 是剩余应变；D_i^r 是剩余电位移矢量分量。

铁电材料的能量函数 W 可以表示为

$$
W = \int(\sigma_{ij}\mathrm{d}\gamma_{ij} + E_i\mathrm{d}D_i) \tag{2}
$$

相应的余能函数 W^* 为

$$
W^* = \sigma_{ij}\gamma_{ij} + E_iD_i - W
$$

由此得到

$$
\mathrm{d}W^* = \gamma_{ij}\mathrm{d}\sigma_{ij} + D_i\mathrm{d}E_i \tag{3}
$$

将本构方程(1)代入式(3)，积分后得到

$$
W^* = \sigma_{ij}\gamma_{ij}^r + E_iD_i^r + \frac{1}{2}s_{ijkl}\sigma_{ij}\sigma_{kl} + \frac{1}{2}\epsilon_{ij}E_iE_j + d_{ijk}E_k\sigma_{ij} \tag{4}
$$

由式(3)直接导出

$$
\gamma_{ij} = \frac{\partial W^*}{\partial \sigma_{ij}}, D_i = \frac{\partial W^*}{\partial E_i} \tag{5}
$$

因此余能函数 W^* 也可称为本构势。

铁电材料线性本构关系(1)只适用于应力和电场强度相当小的情况。当应力或电场强度比较大时，必须考虑非线性的影响。铁电材料的宏观非线性行为可以归之为材料非线性和细观层次电畴翻转引起的非线性。

本文限于篇幅，只讨论材料非线性。众所周知，铁电材料是横观各向同性材料，它的对称轴是极轴，因此本构势函数 W^* 必是应力张量 σ_{ij} 和电场强度矢量 E_i 的横观各向同性的标量值函数。依靠不变量理论[16,17]，W^* 必是下列不变量(也称为完备基)的函数

$$
I_1 = \mathrm{tr}\boldsymbol{\sigma} \qquad I_2 = \frac{1}{2}\{(\mathrm{tr}\boldsymbol{\sigma})^2 - \mathrm{tr}\boldsymbol{\sigma}^2\} \qquad I_3 = \det\boldsymbol{\sigma}
$$

$$
\boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{a}, \boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{\sigma}^2\cdot\boldsymbol{a}, \boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{E}, \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{E}, \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{a}, \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{\sigma}^2\cdot\boldsymbol{a}, \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{E}, \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{\sigma}^2\cdot\boldsymbol{E}
$$

式中 $\boldsymbol{a}$ 是剩余极化矢量方向上的单位矢量

$$
\boldsymbol{a} = \frac{\boldsymbol{P}^r}{|\boldsymbol{P}^r|}
$$

设想铁电陶瓷的非线性主要是电场及力电耦合引起的，鉴于公式(2)，不妨设想非线性本构势 W^* 可表示为

$$
W^* = \sigma_{ij}\gamma_{ij}^r + E_iD_i^r + \frac{1}{2}f_1\varepsilon_{ij}E_iE_j + f_2d_{ijk}E_k\sigma_{ij} + \frac{1}{2}s_{ijkl}\sigma_{ij}\sigma_{kl} \tag{6}
$$

式中 f_1, f_2 为 σ_{ij}, E_k 的横观各向同性函数，也就是 f_1, f_2 必是不可约完备基的函数。为了简化分析起见，不妨考虑最简单的情况，设想对铁电陶瓷非线性行为最有影响的是不变量 $I_E = \boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{E}$。因此可认为 f_1, f_2 只依赖于 I_E，他们的具体表达式可取为

$$
f_1 = 1 - \alpha\left\{\left[\mathrm{th}k_1\left(\frac{I_E}{E_C}+1\right)\Big/\mathrm{th}k_1 - 1\right] + \left[\mathrm{th}mk_1\left(\frac{I_E}{E_C}+1\right)\Big/\mathrm{th}mk_1 - 1\right]\right\} \tag{7}
$$

式中 I_E 为电场强度在极轴方向的分量，α, k_1, m 是材料常数，可以由只受电场作用的电滞回

线确定

$$f_2 = 1 - \beta\left[\left(\text{th}k_2\left(\frac{I_E}{E_C}+1\right)\Big/\text{th}k_2\right)^n - 1\right] \tag{8}$$

材料常数 β, k_2, n 可以由只受电场作用的蝶形曲线确定。

将式(7),(8)代入式(6),由式(5)导出

$$\gamma_{ij} = \gamma_{ij}^r + s_{ijkl}\sigma_{kl} + f_2 d_{kij}E_k \tag{9}$$

$$D_i = D_i^r + f_1\varepsilon_{ik}E_k + f_2 d_{ikl}\sigma_{kl} + \frac{1}{2}\varepsilon_{kl}E_kE_l\frac{\partial f_1}{\partial I_E}a_i + d_{kmn}E_k\sigma_{mn}\frac{\partial f_2}{\partial I_E}a_i \tag{10}$$

令 $\tilde{D}^r = \frac{1}{2}\varepsilon_{kl}E_kE_l\frac{\partial f_1}{\partial I_E} + d_{kmn}E_k\sigma_{mn}\frac{\partial f_2}{\partial I_E}$,$\tilde{D}^r$ 为一个坐标变换的不变量。记 $\gamma_{ij}^* = \gamma_{ij} - \gamma_{ij}^r$,$D_i^* = D_i - D_i^r - \tilde{D}^r a_i$,则有

$$\gamma_{ij}^* = s_{ijkl}\sigma_{kl} + f_2 d_{kij}E_k \tag{11}$$

$$D_i^* = f_2 d_{ikl}\sigma_{kl} + f_1\varepsilon_{ik}E_k \tag{12}$$

式(11),(12)为以应力、电场强度为自变量的本构关系。

为了进行有限元分析,需要建立以应变、电场强度为自变量的本构关系。由式(11)得

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl}\gamma_{kl}^* - f_1 e_{kij}E_k \tag{13}$$

式中 $e_{ijk} = c_{ijmn}d_{mn}$。将式(13)代入式(12)中,得到

$$D_i^* = f_1 e_{ikl}\gamma_{kl}^* + \hat{\varepsilon}_{ik}^\gamma E_k \tag{14}$$

式中 $\hat{\varepsilon}_{ik}^r = \varepsilon_{ik} - f_2 d_{imn}e_{kmn}$。

式(13),(14)就是进行有限元计算所需要的以应变、电场强度为自变量的本构关系。

根据线性压电材料不同本构关系的系数转换关系,我们可以直接从 $s_{ijkl}, e_{kij}, \varepsilon_{ik}, f_1, f_2$ 求出 $c_{ijkl}, e_{kij}, \hat{\varepsilon}_{ik}^\gamma$。

根据本构式(13),(14),我们建立有限元模型,采用类似非线性弹性问题的有限元处理方法,用迭代法求解有限元建立起的非线性方程组,可对铁电材料力学行为进行分析。

2 算例

2.1 本构关系中材料常数 $\alpha, k_1, m, \beta, k_2, n$ 的确定

PLZT 的材料参数取自 Lynch[18]。根据式(9),(10)在 $\sigma_{ij}=0, E_1=E_2=0$ 时有电场和应变、电场和电位移的关系为

$$\begin{aligned} \gamma_{33} &= \gamma_{33}^r + f_2 d_{333}E_3 \\ D_3 &= D_3^r + f_1\varepsilon_{33}E_3 + \frac{1}{2}\varepsilon_{kl}E_kE_l\frac{\partial f_2}{\partial I_E}a_3 \end{aligned} \tag{15}$$

根据式(15)拟合实验曲线得到 $\alpha = 0.962\,4, k_1 = 0.915\,0, m = 20, \beta = 3.331, k_2 = 0.1143, n = 0.07619$ 并和实验结果对比得出图 1,图 2。从图 1,图 2 可以看出在不考虑翻转的情况下,式(6),(7),(8)所提出的对压电材料的本构的描述是合适的。

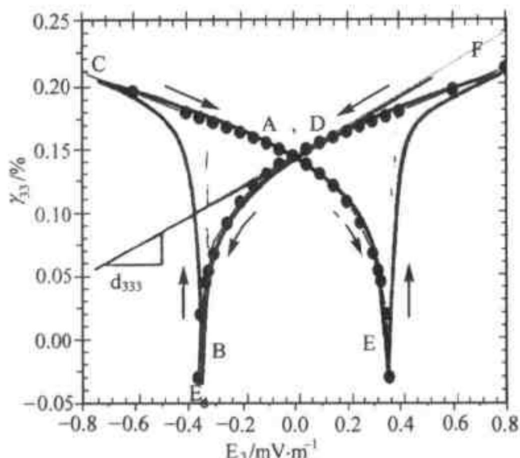


图 1　电场-应变图

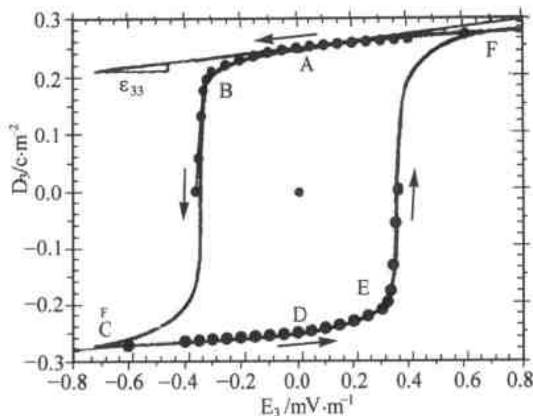


图 2　电场-电位移图

图 1,图 2 中,实线为实验结果[18],黑点是公式(15)拟合结果。

2.2　有关紧凑拉伸试样的断裂分析

下面我们对 Park 和 Sun[13] 紧凑拉伸试样断裂实验进行计算,试样如文献[13]所述,试样是 PZT-4 材料制成的,裂隙中间介质是硅油,采用物理实际电导通电边界条件。本文没有考虑在强电场下裂隙中间介质和裂隙顶端压电材料的电击穿。并根据样品制作过程设想裂纹尖端是半径为 r 半圆,后部为 0.46 mm 宽的细缺口,这部分长为 10.5 mm,在半圆和细缺口过渡部分为梯形。根据模型的对称性,可以只计算上部分。在裂隙顶端的网格划分如图 3 所示。有限元计算使用了 3188 个 8 结点单元,共 9651 个结点。

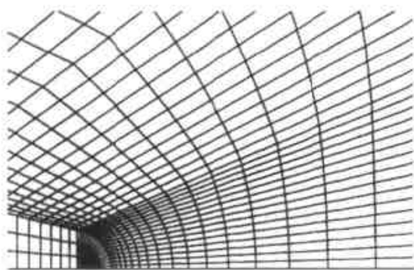


图 3　缺口端部的网格划分

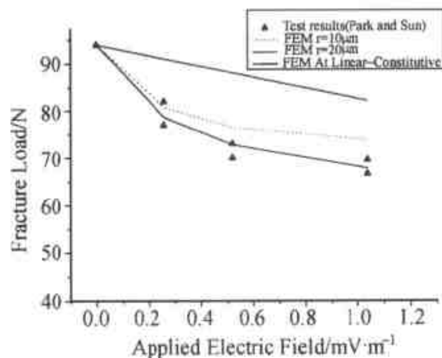
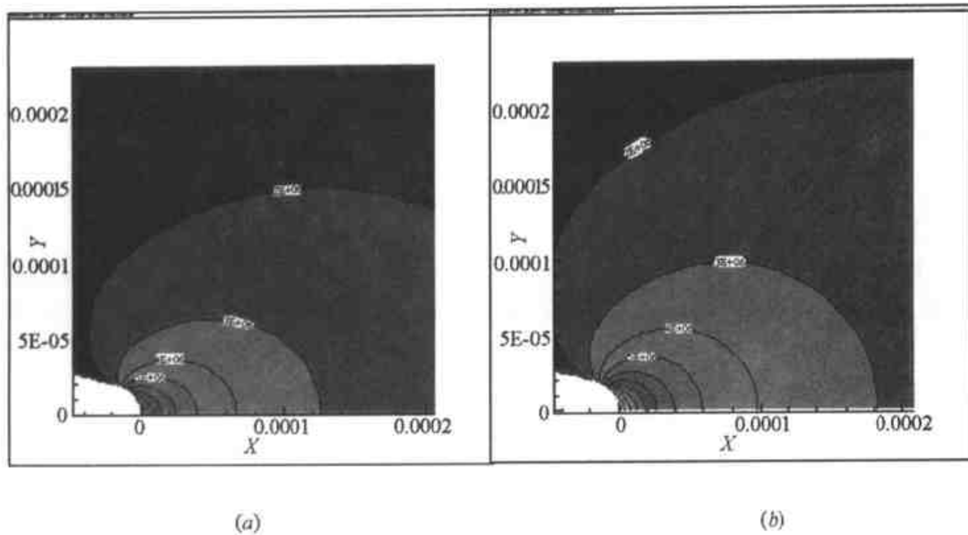


图 4　紧凑拉伸试样有限元结果和实验结果对比

PZT-4 材料的参数取自 Park 和 Sun[13]。本文使用临界断裂应力准则,即裂纹的扩展是因为裂隙顶端最大正应力值达到临界值。这样以外加零电场下的裂隙顶端应力最大值 194.4MPa ($r=0.020$mm)为断裂强度(断裂应力临界值),得到其他外电场下的断裂载荷,并和文献[13]的实验比较,结果如图 4。图中列出了在缺口顶端半径是 0.020mm 和 0.010mm 的半圆时的有限元结果,可以看出缺口的形状对结果有一定的影响。图 4 中同时列出了从线性本构出发得到的外加电场－断裂载荷示意图,明显看出采用非线性本构后,有限元计算和实验符合要有很大程度的提高。从以上结果还可以看出,非线性本构解释了为什么在正电场的增强,电场对断裂应力的影响会趋于平缓。在外加负电场时,在裂纹顶端有 $E_3 < -E_C$,电畴要发生翻转,将在另外文章中讨论。实际上本文主要是在外加正电场的情况下,研究压电材料

的力学行为。图 5 是在外加电场为 0.52MV/m、外加应力为 71.4N 时的裂纹尖端电场强度 E_3 的分布示意图,并和线性解进行对比。



(a) (b)

图 5 线性解的 E_3 场(a)和基于非线性材料本构关系求解的缺口顶端电场强度 E_3(b)

从图 5 可以看出,在同样边界条件下,用非线性本构计算出来的电场强度要比线性本构所得出来的电场强度大。这个规律在裂纹问题时同样适用。

3 结论

压电材料非线性性质对它的力学行为有着很重要的影响。虽然电饱和模型能定性地解释紧凑拉伸试样断裂试样的基本实验现象,但是电饱和模型不能解释当电场持续增大时,断裂载荷的非线性响应。采用本文提出的铁电材料非线性本构模型,就可以很好地解释紧凑拉伸的断裂实验,并证明了临界断裂的应力判断准则是适用的。

参考文献

1 Parton VZ. Fracture mechanics of piezoelectric materials. Acta Astronautica, 1976, (3): 671~683

2 Deeg WF. The analysis of dislocation, crack and inclusion problems in piezoelectric solids. [Ph. D Theis] Stanford University, 1980

3 Pak YE, Herrmann G. Conservation laws and the material momentum tensor for the elastic dielectric. Int J Engng Sci, 1986, 24: 1365~1374

4 McMeeking RM. Electrostrictive forces near crack like flaws. J Appl Phys, 1989, 40: 615~627

5 Pak YE. Crack extension force in a piezoelectric material. J Appl Mech, 1990, 57: 647~653

6 Sosa H. On the fracture mechanics of piezoelectric solids. Int J Solids Structures, 1992, 29: 2613~2622

7 Suo Z, Kuo CM, Barnett DM, et al. Fracture machanios for piezoelectric ceramics. J Mech Phys Solids, 1992, 40: 739~765

8 Suo Z. Models for breakdown-resistant dielectric and ferroelectric ceramics. J Mech Phys Solids, 1993, 41: 1155~1176

9 Zhang TY, Hack IE. Mode III cracks in piezoelectric materials. J Appl Phys, 1992, 71: 5865~5870

10 Yang W, Suo Z. Cracking in ceramic actuators caused by electrostriction. J Mech Phys Solids, 1994, 42: 649~663

11 Dunn ML. The effects of crack face boundary conditions on the fracture mechanics. Eng Frac Mech, 1994, 48:25～39

12 Zhang TY, Tong P. Fracture mechanics for a mode III crack in a piezoelectric material. Int J Solids Structures, 1996, 33:343～359

13 S Park, Sun CT. Fracture criteria for piezoelectric ceramics. J Am Ceram Soc, 1955, 78(6):1475～1480

14 Gao HJ, Zhang TY, Tong P. Local and global energy release rates for an electrically yielded crack in a piezoelectric ceramic. J Mech Phys Solids, 1997, 45:491～510

15 T. C. Wang. Analysis of strip electric saturation model of crack problem in piezoelectric materials. Int J Solids Structures, 1999, 37:6031～6049

16 Spencer AJM. The Formulation of Constitutive Equation for Anisotropic Solids. NO295-Comportement Mecanique Des Solides Anisotropes, 1980. 2～25

17 Spencer AJM. Part III: Theory of Invariants. NO295-Comportement Mecanique Des Solides Anisotropes, 1980. 239～353

18 Lynch CS. The effect of uniaxial stress on the electromechanical response of 8/65/35 PLZT. Acta mater, 44:4137～4148

19 Ralph C Smith, Zoubeida Ounaies. Domain Wall Model for Hysteresis in Piezoelectric Materials. NASA/CR-1999-209832. ICASE Report No. 99-52

磁致伸缩和磁力分布对软铁磁材料断裂韧性的影响

方岱宁　万永平　梁 伟

（清华大学工程力学系，北京　100084）

摘要　运用线性磁化关系考察了一般软磁材料的磁面力边界条件，推导了平面无限大磁性材料中含一个椭圆夹杂附近的磁场分布，并应用各向同性磁致伸缩本构关系获得了椭圆孔洞附近的应力场分布，求解了仅有垂直于裂纹面的外磁场作用下细长椭圆裂纹尖端的应力场。结果表明软铁磁材料裂纹尖端应力场是由材料的磁致伸缩特性和磁力分布共同控制的。软铁磁材料的感应磁致伸缩系数是判断磁致伸缩占优或是磁力占优的关键参数。文中分析了磁场对材料表观断裂韧性的影响，给出了可供工程设计参考的应力强度因子计算公式。

关键词　磁致伸缩，磁力分布，软铁磁材料，裂纹，韧性

引　言

随着软磁材料的广泛应用，人们越来越关注软磁材料在外磁场中的变形和断裂[1,2]。当软磁材料在强磁场下工作时，如核反应堆的设备，结构完整性的评估需要研究含裂纹的软铁磁材料的变形与断裂问题。Pao 和 Yeh[3]运用公理化方法，推导了平衡场方程和一类多畴软磁材料的一般本构关系，发展了一个线性化模型，并运用于软铁磁弹性薄板屈曲问题。基于Pao[3]的线性化模型，Shindo[4]运用积分变换的方法，考虑了磁场对材料的磁力作用，研究了在垂直于裂纹面方向磁场作用下，无限大软铁磁材料裂纹尖端的应力分布和应力强度因子的表达式。Zhou[5]基于安培定律建立的磁体力模型，分析了软铁磁悬臂梁式板在横向磁场作用下的屈曲现象。Xu[6]研究了电磁力对裂尖应力场的影响，指出由于裂纹对电流的集中，裂尖的应力会有附加的奇异性。Liang[7]应用复变函数方法，基于 Pao[3]的线性化模型，得到了含共线裂纹平面无限大问题的全场解。

软铁磁材料在外磁场中一般极易磁化，材料将表现磁致伸缩现象，并受到外磁场所施加的磁力作用。上述文献在研究磁性材料的变形与断裂时，忽略磁致伸缩效应，将磁场对材料的作用，仅考虑为磁力的作用。然而有些磁性材料的磁致伸缩效应是非常明显的材料，磁致伸缩效应对这些材料的变形与断裂是起关键作用的[8]。在一般软铁磁材料中，裂纹尖端应力场将受到磁致伸缩和磁力的共同影响。本文运用 Brown[9]的磁力分析模型和 Pao[3]的软铁磁的线性化小变形分析模型，考察了线性软铁磁材料的磁力边界条件。采用 Knops 等[10,11]发展的复变函数方法，基于磁场分布不受变形影响的假设，将磁致伸缩和磁力分布都考虑进来，得到了平面应变问题裂纹尖端的应力场。分析结果表明磁性材料可以划分为大感应磁致伸缩系数材料和小感应磁致伸缩系数材料，外磁场对这两种材料的表观断裂韧性的影响并不相同，文中最后给出了可供工程设计参考的应力强度因子计算公式。

1 磁场及磁力分布

当材料内无传导电流，且外磁场是准静态，由安培定律可知磁场是无旋的。对于任何磁介质，磁感应强度均是无源的。由各向同性软磁材料的线性各向同性磁化关系，磁场强度是无旋无源的，可以用复势表示。同样若将磁感应强度表示如下

$$B = B_x + iB_y = \overline{-w'(z)} \tag{1}$$

式中，B 是磁感应强度；$w(z)$ 为解析函数，$i=\sqrt{-1}$。则对于在远场作用均匀磁场的无限大软铁磁介质中含一个椭圆孔问题，可以求得椭圆孔内外相应的复势函数的表达式。

软磁材料在磁场中会发生磁化，磁场对磁化了的介质的作用不仅表现为磁致伸缩，而且还会对磁介质施加力的作用。一种理论将磁场对软磁介质的力的作用分为磁体力和磁面力[9]。得到磁静力问题的平衡方程为

$$t_{ij,i} + \mu_0 M_i H_{j,i} = 0 \tag{2}$$

式中 μ_0 是真空磁导率；H_j 是磁场强度；M_i 是磁化强度；t_{ij}是磁弹性应力；$0_{,i}$表示对坐标 x_i 求导。Pao[3]等研究了一类多畴软铁磁材料的一般大变形的本构关系。通过将磁性量分成刚体状态的量和与变形耦合的修正量，并假设修正量远小于刚体状态的量，导出了小变形情况下线性化的表达形式

$$t_{ij} = \mu_0 \frac{1}{\chi} M_i M_j + \sigma_{ij} \tag{3}$$

式中，χ 是磁化率；σ_{ij}是与弹性变形有关的应力，称为 Cauchy 应力张量。弹性变形包括机械弹性应变和磁致伸缩应变两部分。将式(3)代入式(2)，并应用安培定律 $H_{i,j}=H_{j,i}$和线性磁化关系 $B_i=\mu_0\mu_r H_i$ 得到由 Cauchy 应力表示的平衡方程

$$\sigma_{ij,i} + \delta(B_k B_k)_{,j} = 0 \tag{4}$$

式中

$$\delta = \frac{\chi}{\mu_0(1+\chi)^2} \tag{5}$$

整体平衡方程为

$$\delta\int_V \nabla(\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{B})\mathrm{d}V + \oint_S \boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\sigma}\mathrm{d}S = 0 \tag{6}$$

其中 ∇ 是梯度算子；$\boldsymbol{n}$ 是作用面的外法线方向单位矢量；V 是均匀磁介质的体积；S 是介质的表面。对于两种不同磁介质的界面附近，由于磁场的跳变引起面磁化，在介质的交界而上存在磁面力[3]。因此对于含有界面的整体平衡方程为

$$\delta\int_V \nabla(\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{B})\mathrm{d}V + \oint_S \boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\sigma}\mathrm{d}S + \int_\Sigma \eta\boldsymbol{n}\mathrm{d}\Sigma = 0 \tag{7}$$

式中，η 是磁面力密度；Σ 是两种介质的界面。为了研究磁面力密度，考察图 1 所示的介质的平衡，远场应力为零且作用均匀的磁场，由于介质 2 的存在，使得 V_2 附近磁场分布不均匀。界面 Σ 两侧有磁场的跳变。则有如下的整体平衡方程

$$\delta_I\int_{V_1} \nabla(\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{B})\mathrm{d}V + \delta_{II}\int_{V_2} \nabla(\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{B})\mathrm{d}V + \oint_\Sigma \eta\boldsymbol{n}\mathrm{d}\Sigma = 0 \tag{8}$$

式中 δ_{II}和δ_I 分别表示介质 2 和介质 1 的相应参数的组合，由式(5)计算。将体积分转化成面积分，并注意远场磁场均匀，则式(8)成为

$$\oint_{\Sigma} \eta \boldsymbol{n} \mathrm{d}\Sigma = \oint_{\Sigma} [\delta_{\mathrm{II}}(\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{B})_{\mathrm{II}} - \delta_{\mathrm{I}}(\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{B})_{\mathrm{I}}] \boldsymbol{n} \mathrm{d}\Sigma \tag{9}$$

一种简单的方法就取磁面力密度

$$\eta = \delta_{\mathrm{II}}(\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{B})_{\mathrm{II}} - \delta_{\mathrm{I}}(\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{B})_{\mathrm{I}} \tag{10}$$

考察图 2 所示的两种磁介质边界的任意微元的平衡，平衡方程为

$$\oint_{S} N \cdot \sigma \mathrm{d}S + \delta_{\mathrm{I}} \int_{V_1} \nabla(\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{B})_{\mathrm{I}} \mathrm{d}V + \delta_{\mathrm{II}} \int_{V_2} \nabla(\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{B})_{\mathrm{II}} \mathrm{d}V + \int_{\Sigma} \eta \boldsymbol{n} \mathrm{d}\Sigma = 0 \tag{11}$$

当上式应用于图 2 中的微元域 Δh 范围时，当微元体趋近于一个面($\Delta h \to 0$)时，得到面力连续条件

$$\boldsymbol{n}(\boldsymbol{\sigma}_{\mathrm{I}} - \boldsymbol{\sigma}_{\mathrm{II}}) = \eta \boldsymbol{n} \tag{12}$$

显然，若介质 2 是空气，$\boldsymbol{\sigma}_{\mathrm{II}} = 0, \delta_{\mathrm{II}} = 0$。则对于非磁性材料或者材料处于无磁状态，上述边界条件退化成弹性力学中常见的边界面力连续条件。

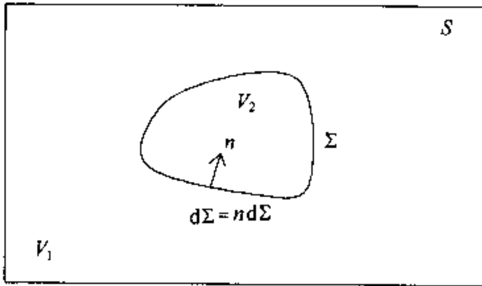


图 1 磁面力密度

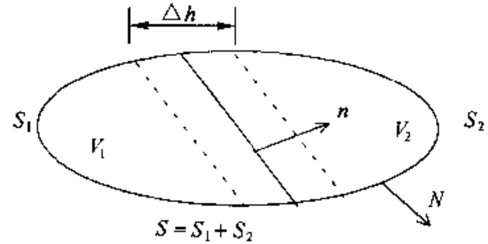


图 2 两种介质边界的任意微元

2 复势表示

对于小变形情况，由磁弹性理论的平衡方程[3]和各向同性磁致伸缩本构关系[12]，忽略应力对磁场分布的影响，得到边界机械面力自由的平面应变问题的基本方程和边界条件

$$\sigma_{\gamma\alpha,\gamma} + \delta_{\mathrm{I}} \cdot (B_\gamma B_\gamma)_{,\alpha} = 0 \tag{13}$$

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \frac{1+\nu}{E}(\sigma_{\alpha\beta} - \nu\sigma_{\gamma\gamma}\delta_{\alpha\beta}) + (m_{11} - m_{21})B_\alpha B_\beta + (1+\nu)m_{21}B_\gamma B_\gamma \delta_{\alpha\beta} \tag{14}$$

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}(u_{\alpha,\beta} + u_{\beta,\alpha}) \tag{15}$$

边界条件为

$$n_\beta \sigma_{\alpha\beta} = n_\alpha [\delta_{\mathrm{II}}(B_\gamma B_\gamma)_{\mathrm{II}} - \delta_{\mathrm{I}}(B_\gamma B_\gamma)_{\mathrm{I}}] \tag{16}$$

式中

$$\delta_a = \frac{\chi_a}{\mu_0(1+\chi_a)^2} \quad (a = \mathrm{I}, \mathrm{II}) \tag{17}$$

χ_{I} 和 χ_{II} 分别是边界两侧介质的磁化率；μ_0 是真空磁导率；E 是杨氏模量；ν 是泊松比；m_{11}是一维情况下外磁场方向的材料内单位磁感应强度引起的应变；m_{21}是外磁场方向材料内单位

磁感应强度引起的在垂直于外磁场方向的应变，均为材料常数。下标Ⅰ表示所研究的介质；Ⅱ表示边界另一侧的介质。$(\ )_{,\alpha}$表示对坐标x_α求导。由复变函数的方法[10,11]，求解该问题。其中边界条件(16)的复势表示为

$$\int_{z_0}^{z}(t_1+\mathrm{i}t_2)\mathrm{d}s=-\mathrm{i}\cdot\left[\delta_{\mathrm{II}}\cdot(\bar{B}B)_{\mathrm{II}}-\delta_{\mathrm{I}}\cdot(\bar{B}B)_{\mathrm{I}}\right]_{z_0}^{z} \tag{18}$$

式中t_1和t_2是面力分量，i是虚数单位。对于无限大磁介质含一个椭圆孔洞的问题，如果远场外载仅有磁场，由复势方法计算得到椭圆孔内外的磁感应强度，解出应力函数的表达式，相应得到应力、面力及位移的表达式，其中的Muskhelishvili复势由边界条件(18)求出。

3 基本分析结果

由复势函数表示的应力公式，我们可以计算软磁材料在椭圆空洞附近的应力分布。当椭圆趋于裂纹时，由于裂尖的集中效应，使得裂尖的磁场和应力都发生集中现象。研究当仅有垂直于椭圆长轴的外磁场作用下，椭圆孔趋于裂纹时的细长椭圆裂纹尖端的应力场，我们可以得到如下一些基本结果。

(1) 软铁磁材料中，若认为材料内的裂纹是数学裂纹，$b=0$，裂纹尖端应力场具有$r^{-\frac{1}{2}}$奇异性，应力的分布和经典的Griffith裂纹相同。中心裂纹的应力强度因子为

$$K_{\mathrm{I}}=(\delta_{\mathrm{I}}-\delta_{\mathrm{II}})\cdot\overline{B^{\infty}}B^{\infty},\sqrt{\pi a} \tag{19}$$

式中δ_{II}是椭圆孔内介质的参数；δ_{I}是材料的参数，由式(17)计算；B^∞是远场磁场；a、b分别是细长椭圆长轴和短轴的半长。由此可见外磁场对材料的表观断裂韧性的影响是减韧的，可以不计磁致伸缩效应对应力强度因子的影响。这些结论是与Shindo[4]一致的。

(2) 由于实际材料内的裂纹不可能是数学裂纹，更为重要的是，材料内磁场的分布是对裂纹几何敏感的，研究磁场对磁性材料韧性的影响必须针对一定的裂纹几何。对于$b\neq0, b\to0$的细长椭圆裂纹，对不同的磁性材料，外磁场对其表观断裂韧性的影响并不相同。可以按如下判据将磁性材料划分成大感应磁致伸缩系数材料和小感应磁致伸缩系数材料

$$f\left(\frac{\bar{b}}{a}\right)=\frac{3\sqrt{3}}{32}\cdot\frac{\mu_r}{\xi\sqrt{\xi}} \tag{20}$$

式中，$\xi=1+2\dfrac{\kappa}{\delta_{\mathrm{I}}}$；$\mu_r$是材料的相对磁导率；$\kappa=S-\dfrac{\delta_{\mathrm{I}}}{4\left[\dfrac{\nu(1-\nu)}{1-2\nu}+\dfrac{1-\nu}{2}\right]}$；$S=\dfrac{1-(1+2\nu)q}{4}E'm_{11}$；$E'=\dfrac{E}{1-\nu^2}$；$q=-\dfrac{m_{21}}{m_{11}}$；$E$是杨氏模量；$\nu$是泊松比。$f\left(\dfrac{\bar{b}}{a}\right)\leqslant1$，大感应磁致伸缩系数；$f\left(\dfrac{\bar{b}}{a}\right)>1$，小感应磁致伸缩系数。

(3) 对于大感应磁致伸缩系数材料(如稀土超磁致伸缩材料)，中心裂纹应力强度因子

$$K_{\mathrm{I}}=\left[\frac{\delta_{\mathrm{I}}}{2}(1+\Delta_1^2)+\frac{\kappa}{2}(1+\Delta_1)^2-\delta_{\mathrm{II}}\cdot\Delta_2^2\right]\cdot B^\infty\,\overline{B^\infty}\cdot\sqrt{\pi a} \tag{21}$$

式中，$\Delta_1=\dfrac{\tau-1}{\tau+1}$；$\Delta_2=\dfrac{1}{\tau+1}$；$\tau=\dfrac{b\mu_{\mathrm{I}}}{a\mu_{\mathrm{II}}}$；$\mu_{\mathrm{II}}$表示细长椭圆裂纹内介质的磁导率；$\mu_{\mathrm{I}}$表示材料的

磁导率。若裂纹内介质是空气，$\delta_{II}=0$，应力强度因子为 $K_I=\left[\frac{\delta_I}{2}(1+\Delta_1^2)+\frac{\kappa}{2}(1+\Delta_1)^2\right]\cdot B^\infty\overline{B^\infty}\cdot\sqrt{\pi a}$。若认为裂纹是不导磁的，$\Delta_1=1$，则应力强度因子 $K_I=(2\kappa+\delta_I)\cdot B^\infty\overline{B_\infty}\cdot\sqrt{\pi a}$。显然，由不导磁边界条件得到的应力强度因子更大，是更为保守的。对于小感应磁致伸缩系数材料（如电工纯铁），细长椭圆裂纹可以看成数学裂纹，采用数学裂纹的应力强度因子公式计算应力强度因子。

(4) 工程设计中，在考虑外磁场对含中心裂纹的软铁磁材料的表观断裂韧性的影响时，可以按如下方法进行

$$f\left(\frac{\bar{b}}{a}\right)\leqslant 1,\qquad K_I=(2\kappa+\delta_I)\cdot B^\infty\overline{B^\infty}\cdot\sqrt{\pi a} \tag{22'}$$

$$f\left(\frac{\bar{b}}{a}\right)>1,\qquad K_I=\delta_I\cdot\overline{B^\infty}B^\infty\cdot\sqrt{\pi a} \tag{22''}$$

式中 $f\left(\frac{\bar{b}}{a}\right)$由式(20)给出。

4 结论

运用线性磁化关系，基于 Brown[9]的磁力分布理论和 Pao[3]的线性化小变形理论，基于磁场不受变形影响的近似，应用各向同性磁致伸缩本构关系求得了椭圆孔洞附近的应力场分布，获得了仅有垂直于裂纹面的外磁场作用下，无限大软铁磁介质中心裂纹尖端的应力场。结果表明：软铁磁材料中，裂纹尖端的应力场是由材料的磁致伸缩特性和磁力分布共同控制的。在不同的材料中，由于材料的磁致伸缩特性和磁化特性的差异，磁致伸缩占优或者磁力占优，磁场对材料的表观断裂韧性的影响不同。这种影响可以由材料的感应磁致伸缩系数表征。对于感应磁致伸缩系数较大的材料，磁致伸缩特性控制裂纹尖端场，磁场作用下中心裂纹尖端应力强度因子由式(22′)计算；而对于小感应磁致伸缩系数的材料，磁致伸缩效应可以忽略不计，裂尖应力场由磁力分布控制，裂尖应力强度因子可由式(22″)计算。

参 考 文 献

1 Moon FC. Magneto solid mechanics. New York: John Wiley & Sons, 1984

2 Maugin GA. Continuum mechanics of electromagnetic solid. Amsterdam: North-Holland, 1988

3 Pao Y H, Yeh C S. A linear theory for soft ferromagnetic elastic solids. Int J Engng Sci, 1973, 11(4): 415~436

4 Shindo Y. The linear magnetoelastic problem for a soft ferromagnetic elastic solid with a finite crack. Transactions of the ASME, J Appl Mech, 1977, Mar: 47~50

5 Zhou Y H, Zheng X J. A theoretical model of magnetoelastic buckling for soft ferromagnetic thin plates. Acta Mechanica Sinica, 1996, 12(3): 213~224

6 Xu J X, Hasebe N. The stresses in the neighborhood of a crack tip under effects of electromagnetic forces. Int J of Fracture, 1995, 73: 287~300

7 Liang W, Shen YP. Magnetoelastic formulation of soft ferromagnetic elastic problems with collinear cracks: energy density fracture criterion. Theoretical and Applied Fracture Mechanics, 2000, 34(1): 49~60

8 Clark AE. Magnetostrictive rare earth-Fe_2 Compounds. Ferromagnetic materials. Edited by Wohlfarth E P. VoL1, Amster-

dam: North-Holland Publishing Company, 1980

9 Brown WFJ. Magnetoelastic interactions. New York: Springer, 1966

10 Knops R J. Two-dimensional electrostriction. Quart J Mech and applied math, 1963: 377~388

11 Smith T E, Warren W E. Some problems in two-dimensional electrostriction. J Math Phys, 1966, 45: 45~51, 1968, 47: 109 ~110(corrigenda)

12 Wan YP, Fang DN, Kwang KC. Nonlinear constitutive relations for magnetostrictive materials (Submitted)

颗粒增强金属基复合材料的尺寸效应①

陈少华　王自强

(LNM,中国科学院力学研究所,北京　100080)

摘要　大量实验表明颗粒尺寸对颗粒增强金属基复合材料的力学特性有很大的影响。然而经典的弹塑性理论不能解释这种现象,因为在经典理论中并不包含任何长度量纲的参数。利用Chen和Wang提出的一种新的应变梯度理论系统地研究了颗粒尺寸对颗粒增强金属基复合材料力学特性的影响。具体研究了颗粒增强复合材料中的诸多因素,例如:颗粒的尺寸、颗粒的长径比、颗粒与基体材料的杨氏模量比、颗粒的体积份数以及基体材料的应变硬化指数。另外与Ling的复合材料实验结果进行了分析,计算结果与实验结果相吻合,并给出相应材料长度参数值。

关键词　尺寸效应,颗粒增强金属基复合材料,应变梯度

引　言

众所周知,颗粒增强金属基复合材料的力学特性受其微结构的影响。几十年来,人们一直试图研究这种内在关系,并在科研及制造业方面取得了很多成就。文献[1,2]利用体胞模型研究了颗粒的长径比、颗粒的体积份数,及基体材料的硬化指数对复合材料性能的影响,并发展了一些定量关系,预测结果与实验结果符合。文献[3]发展了一种自洽分析模型,成功地分析了颗粒增强金属基复合材料力学行为。最近,文献[4]利用实验系统研究了一系列含不同体积份数金属纤维增强铝合金基体复合材料。关于颗粒的尺寸效应,文献[5~10]的实验结果表明颗粒增强金属基复合材料的力学特性对颗粒尺寸的大小非常敏感。最终得到结论为:同样颗粒体积份数情况下,颗粒越小,颗粒增强金属基复合材料的强度越高。为了预测颗粒尺寸效应,文献[11,12]也发展了一些分析模型。

为了从理论上解释这种尺寸效应,应变梯度理论[13~16]相应产生。许多学者利用这几种应变梯度理论分析了裂纹尖端场、微米压痕及颗粒增强复合材料尺寸效应等问题[17~20]。2000年Chen与Wang[21]给出了一种考虑应变梯度影响的增量形式的硬化关系,未引进任何高阶应力及高阶应变率,成功地分析了细铜丝扭转及微薄梁弯曲实验现象。2001年,Chen与Wang[22]提出了一种新的应变梯度理论。该理论与已有的任何应变梯度塑性理论不同,除包含经典塑性理论中的三个位移分量,还包含三个微观转动分量,而且微观转动矢量与位移矢量互相独立。应变能密度假设为应变张量及弯扭张量的函数。此理论的主要特征为:转动梯度对材料性能的影响通过应力与偶应力的相互作用来反映,而拉伸梯度的影响通过引入新的硬化规律来刻划。拉伸梯度仅作为一个内变量,影响材料的切向硬化模量。因此,新的应变梯度理论未引入任何高阶应力及高阶应变率。利用此理论成功地分析了细铜丝扭转、微薄梁弯曲、

① 国家自然科学基金(No. 19704100),中科院自然科学基金(KJ951-1-20项目),中科院王宽诚博士后工作奖励基金及中国博士后科学基金资助项目。

微米压痕、裂纹尖端场等典型问题[21~25]。

基于文献[22]中提出的应变梯度理论及文献[21]中提出的硬化关系利用体胞模型结合有限元方法详细分析颗粒增强金属基复合材料的尺寸效应问题。限于篇幅，只报道了椭球形颗粒增强符合复合材料分析结果。

1 一般偶应力理论框架

在一般偶应力理论中，微极转动矢量 $\boldsymbol{\omega}$ 是独立变量，与位移矢量 $\boldsymbol{u}$ 无关，不同于物质转动矢量 $\boldsymbol{\theta}=(1/2)\mathrm{curl}\boldsymbol{u}$。$\boldsymbol{\sigma}$ 表示 Cauchy 应力的对称部分，$\boldsymbol{\tau}$ 表示 Cauchy 应力的反对称部分，$\boldsymbol{m}$ 表示偶应力张量。忽略体积力及体积偶，一般偶应力理论的虚功原理可写为

$$\int_V [(\sigma_{ij} + \tau_{ij})\delta\gamma_{ij} + m_{ij}\delta\chi_{ij}]\mathrm{d}V = \int_S [T_i\delta u_i + q_i\delta\omega_i]\mathrm{d}S \tag{1}$$

式中 $\chi_{ij}=\omega_{i,j}$是与偶应力张量功共轭的弯扭张量；$\gamma_{ij}=u_{i,j}+e_{ijk}\omega_k$ 是相对位移梯度张量。

相对转动张量为

$$\alpha_{ij} = e_{ijk}\omega_k - (u_{j,i} - u_{i,j})/2 = e_{ijk}(\omega_k - \theta_k) \tag{2}$$

利用方程(2)，方程(1)可写为

$$\int_V (\sigma_{ij}\delta\varepsilon_{ij} + \tau_{ij}\delta\alpha_{ij} + m_{ij}\delta\chi_{ij}]\mathrm{d}V = \int_S [T_i\delta u_i + q_i\delta\omega_i]\mathrm{d}S \tag{3}$$

利用散度定理，得到体积 V 中应力及偶应力的平衡方程

$$t_{ij,j} = \sigma_{ij,j} + \tau_{ij,j} = 0 \qquad \tau_{jk} = e_{ijk}m_{ip,p}/2 \tag{4}$$

在表面 S 上，面力平衡方程为

$$T_i = (\sigma_{ij} + \tau_{ij})n_j \qquad q_i = m_{ij}n_j \tag{5}$$

一般偶应力理论中应变能密度 w 为应变张量 $\boldsymbol{\varepsilon}$，弯扭张量 $\boldsymbol{\chi}$ 及相对转动张量 $\boldsymbol{\alpha}$ 的函数，即

$$w(\boldsymbol{\varepsilon},\boldsymbol{\chi},\boldsymbol{\alpha}) = \int_0^{\varepsilon_{ij}}\sigma_{ij}\mathrm{d}\varepsilon_{ij} + \int_0^{\chi_{ij}} m_{ij}\mathrm{d}\chi_{ij} + \int_0^{\alpha_{ij}}\tau_{ij}\mathrm{d}\alpha_{ij} \tag{6}$$

2 应变梯度理论

2.1 本构关系

新的应变梯度理论则在一般偶应力理论基础上，假设应变能密度 w 只是应变张量 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 及弯扭张量 $\boldsymbol{\chi}$ 的函数，则由方程(6)可得

$$\tau_{ij} = \partial w/\partial\alpha_{ij} = 0 \tag{7}$$

相应的平衡方程为

$$\sigma_{ij,j} = 0 \qquad m_{ij,j} = 0 \tag{8}$$

面力及面力偶边值条件为

$$\sigma_{ij}n_j = T_i^0 \qquad \text{在 } S_T \text{ 上} \tag{9}$$

$$m_{ij}n_j = q_i^0 \qquad \text{在 } S_q \text{ 上} \tag{10}$$

表面上位移与微极转动矢量满足

$$u_i = u_i^0 \qquad 在\ S_u\ 上 \tag{11}$$

$$\omega_i = \omega_i^0 \qquad 在\ S_\omega\ 上 \tag{12}$$

Cauchy 应力的偏量部分 S_{ij} 及偶应力的偏量部分 m'_{ij} 分别与 ϵ'_{ij}，χ'_{ij} 形成功共轭；球形部分 σ_m 及 m_m 分别与 ϵ_m 及 χ_m 形成功共轭，单位体积内功的增量为

$$\delta w = S_{ij}\delta\epsilon'_{ij} + m'_{ij}\delta\chi'_{ij} + \sigma_m\delta\epsilon_m + m_m\delta\chi_m \tag{13}$$

新的应变梯度理论下的本构关系为

$$S_{ij} = \frac{\partial w}{\partial \epsilon'_{ij}} \qquad m'_{ij} = \frac{\partial w}{\partial \chi'_{ij}} \qquad \sigma_m = \frac{\partial w}{\partial \epsilon_m} \qquad m_m = \frac{\partial w}{\partial \chi_m} \tag{14}$$

根据文献[13,14]，假设应变能密度函数为广义等效应变 E_e 的函数，其中

$$E_e^2 = \epsilon_e^2 + l_{cs}^2\chi_e^2 \tag{15}$$

与 E_e 功共轭的广义等效应力 Σ_e 定义为

$$\Sigma_e = \frac{\mathrm{d}w(E_e)}{\mathrm{d}E_e} = (\sigma_e^2 + l_{cs}^{-2}m_e^2)^{1/2} \tag{16}$$

则方程(14)写为

$$S_{ij} = \frac{2\Sigma_e}{3E_e}\epsilon'_{ij} \qquad m'_{ij}\ \frac{2\Sigma_e}{3E_e}l_{cs}^2\chi'_{ij} \qquad \sigma_m = K\epsilon_m \qquad m_m = K_1 l_{cs}^2\chi_m \tag{17}$$

式中 K 为体积模量；K_1 为弯扭体积模量；l_{cs} 为描述转动梯度的材料长度参数。

2.2 硬化关系

经典塑性力学中的硬化关系增量形式可写为

$$\dot\sigma_e = A'(\epsilon_e)\dot\epsilon_e \tag{18}$$

当只考虑转动梯度时，广义等效应力 Σ_e 与广义等效应变 E_e 之间的关系为

$$\left.\begin{aligned}\Sigma_e &= A(E_e), & \Sigma_e &\geqslant \sigma_Y\\ \Sigma_e &= 3\mu E_e, & \Sigma_e &< \sigma_Y\end{aligned}\right\} \tag{19}$$

当考虑拉伸梯度时，引进新的硬化关系

$$\left.\begin{aligned}\dot\Sigma_e &= A'(E_e)(1 + l_1\eta_1/E_e)^{1/2}\dot E_e = B(E_e, l_1\eta_1)\dot E_e & \Sigma_e &\geqslant \sigma_Y\\ \dot\Sigma &= 3\mu\dot E_e & \Sigma_e &< \sigma_Y\end{aligned}\right\} \tag{20}$$

式中 $B(E_e, l_1\eta_1)$ 为考虑梯度影响的硬化函数，l_1 为描述伸长梯度影响的材料内禀长度，η_1 表示等效拉伸梯度。根据文献[26]，我们有

$$\eta_{ijk} = u_{k,ij} \tag{21}$$

$$\eta'_{ijk} = \eta_{ijk} - (\delta_{ik}\eta_{jpp} + \delta_{jk}\eta_{ipp})/4 \tag{22}$$

$$\eta^s_{ijk} = (\eta'_{ijk} + \eta'_{jki} + \eta'_{kij})/3 \tag{23}$$

$$\eta^{(1)}_{ijk} = \eta^s_{ijk} - (\delta_{ij}\eta^s_{kpp} + \delta_{jk}\eta^s_{ipp} + \delta_{ki}\eta^s_{jpp})/5 \tag{24}$$

$$\eta_1 = \sqrt{\eta^{(1)}_{ijk}\eta^{(1)}_{ijk}} \tag{25}$$

3 有限元计算

3.1 计算模型

简化了的体胞模型如图 1(*a*)所示,对于轴对称情况,仅采用四分之一的区域作为计算模型,采用了 9 节点等参元轴对称有限元程序,每个节点有三个自由度,网格划分如图 1(*b*)所示,其中包含 720 个 9 节点单元。旋转椭球颗粒的体胞模型尺寸正则化为

$$A=\left(\frac{3\kappa}{4\pi}\right)^{1/3}\frac{V_P^{1/3}}{l_1}\quad B=\frac{A}{\kappa}\quad R=\left(\frac{\kappa}{2\pi f_P}\right)^{1/3}\frac{V_P^{1/3}}{l_1}\quad H=\frac{R}{\kappa}\tag{26}$$

式中,A,B,R 及 H 如图 1(a)所示;V_P 及 f_P 分别为颗粒的体积及颗粒体积份数,κ 为颗粒及体胞的长径比。图 1 中的边界条件为

$$u_z=0\quad \sigma_{rz}=0\quad m_{\theta z}=0\quad 在\ z=0\ 上\tag{27}$$

$$u_z=\varepsilon_c H\quad \sigma_{rz}=0\quad m_{\theta z}=0\quad 在\ z=H\ 上\tag{28}$$

$$u_r=C_0\quad \sigma_{zr}=0\quad \int_0^H\sigma_{rr}\mathrm{d}z=0\quad m_{\theta r}=0\quad 在\ r=R\ 上\tag{29}$$

式中 C_0 为一待定常数,由满足方程(29)的第三个条件而定。本文中,金属基为考虑应变梯度效应的弹塑性材料,颗粒为弹性材料,杨氏模量为 E_P,泊松比为 ν_P。

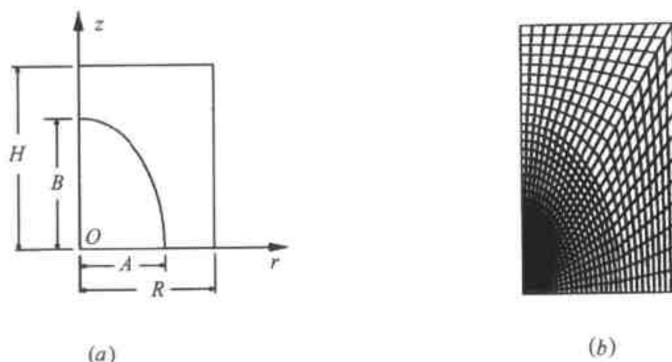


图 1 体胞模型(*a*)和网格划分(*b*)

颗粒增强金属基复合材料的应力应变关系为各参数的函数

$$\frac{\sigma_C}{\sigma_Y}=F\left(\varepsilon_C,\frac{E_P}{E},f_P,\kappa,n,\frac{E}{\sigma_Y},\nu,\nu_P,\frac{V_P^{1/3}}{l_1}\right)\tag{30}$$

式中 E,n,ν 分别为基体的杨氏模量、应变硬化指数及泊松比。

3.2 计算结果

本文对椭球形颗粒增强复合材料进行了计算,考虑了不同的颗粒体积份数、不同的颗粒大小、不同的杨氏模量比及长径比。在所有计算中颗粒及基体材料的泊松比取为 0.3。具体计算结果如图 2-5 所示。

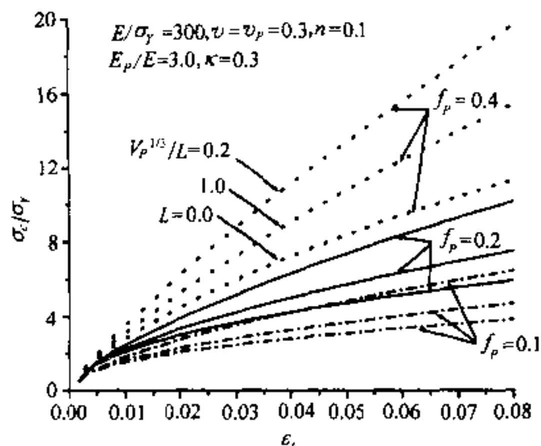


图 2　不同体积份及颗粒大小时应力应变曲线

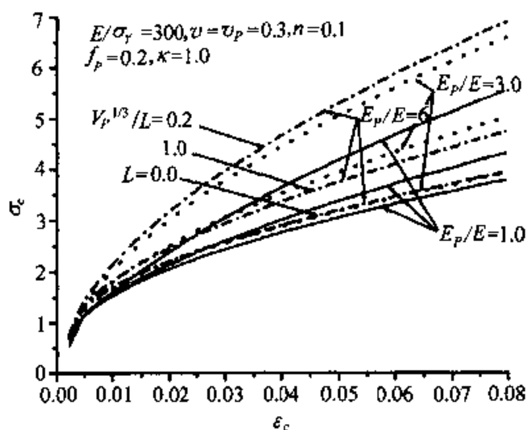


图 3　不同模量比及颗粒大小时应力应变曲线

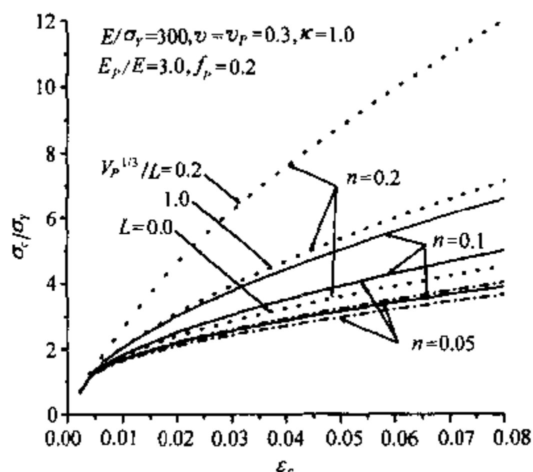


图 4　不同硬化指数及颗粒大小时应力应变曲线

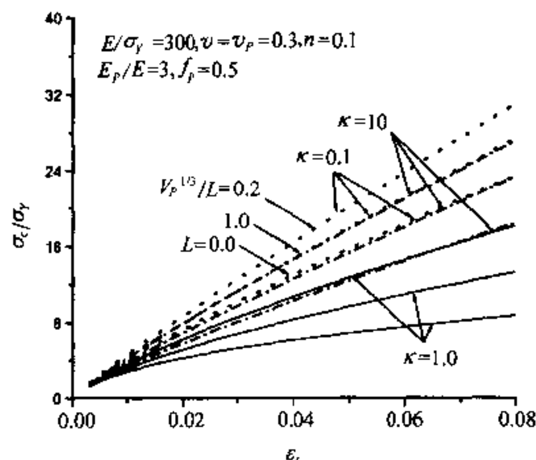


图 5　不同长径比及颗粒大小时应力应变曲线

3.3　与实验结果的比较

2000 年 Ling[9]对含不同体积份颗粒的金属基复合材料进行了实验研究，结果发现当颗粒的体积份不变时，颗粒尺寸越小，复合材料的强度越高。

Ling 实验[9]研究了颗粒体积份为 17% 的 SiCp/2124Al 复合材料单轴受压，分别取颗粒直径为 3μm 及 37μm 两种情况，具体参数取为 $E=70$Gpa，$E_P=420$GPa，$n=0.1$，$\sigma_Y=200$MPa，$\kappa=1.0$，$f_P=0.17$ 及 $\nu=\nu_p=0.3$。对应的压应力应变关系曲线如图 6 所示，当材料长度尺度为 $l_1=6\mu$m，计算结果与实验结果基本一致。

4　结语

给出了关于影响椭球颗粒增强复合材料强度的一些信息，结果表明复合材料的强度不仅依赖于颗粒与基体材料的杨氏模量之比、颗粒的体积份、颗粒的长径比、应变硬化指数等，还与颗粒尺寸大小有关。当长径比较小或较大时，复合材料的强度比球形颗粒增强的复合材料强度高，且颗粒长径比为 1 的复合材料强度最低。与实验结果比较，计算结果与之吻合很好，并

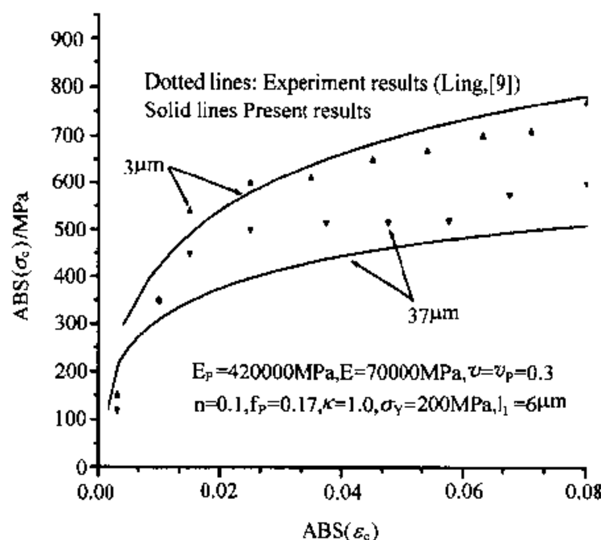


图 6 计算结果与 Ling[9]实验比较

能预测出材料内禀尺度。

参 考 文 献

1 Christman T, Needleman A, Suresh S. An experimental and numerical study of deformation in metal ceramic composites. Acta Metall. Mater, 1989, 37: 3029～3050

2 Bao G, Hutchinson JW, McMeeking RM. Particle reinforcement of ductile matrices against plastic flow and creep. Acta Metall Mater, 1991, 39: 1871～1882

3 Corbin SF, Wilkinson DS. The influence of particle distribution on the mechanical response of a particulate metal-matrix composite. Acta Metall Mater, 1994, 42: 1311～1318

4 Boland F, Colin C, Salmon C, et al. Tensile flow properties of Al-based matrix composites reinforced with a random planar network of continuous metallic fibers. Acta Mater, 1998, 46: 6311～6323

5 Yang J, Cady C, Hu MS, et al. Effects of damage on the flow strength and ductility of a ductile Al-alloy reinforced with SiC particulates. Acta Metall Mater, 1990, 38: 2613～2619

6 Kamat SV, Rollett AD, Hirth JP. Plastic-deformation in Al-alloy matrix-alumina particulate composites. Scripta Metall Mater, 1991, 25: 27～32

7 Lloyd DJ. Particle-reinforced aluminum and magnesium matrix composite. Int Mater Rev, 1994, 39: 1～23

8 Kiser MT, Zok FW, Wilkinson DS. Plastic flow and fracture of a particulate metal matrix composites. Acta Mater, 1996, 44: 3465～3476

9 Ling Z. Deformation behavior and microstructure effect in 2124Al/SuCp composite. J Comp Mater, 2000, 34: 101～115

10 Dai LH, Ling Z, Bai YL. A strain gradient-strengthening law for particle reinforced metal matrix composites. Scripta Mater, 1999, 41: 245～251

11 Nan CW, Clarke DR. The influence of particle size and particle fracture on the elastic/plastic deformation of metal matrix composites. Acta Mater, 1996, 44: 3801～3811

12 MaireE, Wilkinson DS, Embury D, et al. Role of damage on the flow and fracture of particulate reinforced alloys and metal matrix composites. Acta Mater, 1997, 45: 5261～5274

13 Fleck NA, Hutchinson JW. A phenomenological theory for strain gradient effects in plasticity. J Mech Phys of Solids, 1993, 41: 1825～1857

14 Fleck NA, Hutchinson JW. Strain Gradient Plasticity. Advances in Applied Mechanics, ed. J. W. Hutchinson and T. Y. Wu, New York: Academic Press, 1997, 33: 295～361

15 Gao H, HuangY, Nix W D, et al. Mechanism-based strain gradient plasticity -I theory. J Mech Phys of Solids, 1999, 47: 1239～1263

16 Acharya A, Shawki TG. Thermodynamic restrictions on constitutive equations for second-deformation-gradient inelastic behavior. J Mech Phys of Solids, 1995, 43: 1751～1772

17 Wei Y, Hutchinson JW. Steady-state crack growth and work of fracture for solids characterized by strain gradient plasticity. J Mech Phys Solids, 1997, 45: 1253～1273

18 Wei Y. Particulate size effects in the particle-reinforced metal-matrix composites. Acta Mechanica Sinica, 2001, 17 (1): 45～58

19 Huang Y, Xue Z, Gao H, et al. A study of micro-indentation hardness tests by mechanism-based strain gradient plasticity. J Mater Res, 2000, 15: 1786～1796

20 Huang Y, Zhang L, Guo TF, et al. Mixed mode near-tip fields for cracks in materials with strain gradient effects. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 1997, 45: 439～465

21 Chen SH, Wang TC. A new hardening law for strain gradient plasticity. Acta Materialia, 2000, 48: 3997～4005

22 Chen SH, Wang TC. A new deformation theory for strain gradient effects. Int J Plasticity, 2001 (in press)

23 Chen SH, Wang TC. Mode I crack tip field with strain gradient effects. Acta Mechanica Solida Sinica, 2000, 13(4): 290～298

24 Chen SH, Wang TC. Finite element solutions for plane strain mode I crack with strain gradient effects. 2001, (submitted)

25 Chen SH, Wang TC. A study of size-dependent microindentation test. 2001 (submitted)

26 Smyshlyaev VP, Fleck NA The role of strain gradients in the grain size effect for polycrystals. J Mech Phys Solids, 1996, 44: 465～495

纤维增强粘弹性复合材料的本构关系①

何 伟　张若京

（同济大学　固体力学教育部重点实验室　工程力学系，上海　200092）

摘要　对于纤维增强复合材料，当其基体的粘弹性行为用分数阶导数模型描述时，给出了预测整体三维本构关系的方法。建模采用渐近均匀化方法。在求解两类局部问题时，采用了有限元数值解法。

关键词　粘弹性，分数阶导数，渐近均匀化，本构关系

引　言

本文讨论的复合材料，其增强纤维为线弹性体，基体为粘弹性材料。采用 Riemann-Liouville 形式的分数阶导数模型描述粘性特性。一般认为，分数阶导数模型适合描述高分子材料的粘性行为。如何预测该复合材料的三维本构关系是一个基本问题。我们首先通过渐近均匀化方法[1,2]建模，然后用有限元数值方法求解单胞上的局部问题。

1　整体本构关系和有关局部函数

对于弹性和粘弹性材料，统一采用以下 Kelvin-Voigt 形式的最一般的三维本构关系

$$\sigma^{ij} = C^{ijkl}\varepsilon_{kl} + G^{ijkl}D^{\lambda}\varepsilon_{kl} \qquad (0 \leqslant \lambda \leqslant 1) \tag{1}$$

式中，Riemann-Liouville 形式的分数阶导数算子定义为

$$D^{\lambda}(f(t)) = \frac{1}{\Gamma(-\lambda)}\int_0^t \frac{f(\tau)}{(t-\tau)^{\lambda+1}}\mathrm{d}\tau \tag{2}$$

式中 $\Gamma(*)$是 Gamma 函数。当 λ 为自然数时，广义求导算子退化为普通的微分算子。式(1)中，弹性系数 C^{ijkl}定义为

$$C^{ijkl} = \begin{cases} C^{ijkl}(F) & \text{对纤维} \\ C^{ijkl}(M) & \text{对基体} \end{cases} \tag{3}$$

式中，符号(F)表示纤维，(M)表示基体。粘性系数 G^{ijkl}定义为

$$\begin{cases} G^{ijkl} = 0 & \text{对纤维} \\ G^{ijkl} \neq 0 & \text{对基体} \end{cases} \tag{4}$$

作为合理的近似，假设纤维在基体中具有规则的排列，按照渐近均匀化方法，得整体本构关系为

$$\langle \sigma^{ij(0)} \rangle = \widetilde{C}^{ijmn}\,\nabla_n u_m^{(0)} + \widetilde{C}^{ijmn}\,\nabla_n (D^{\lambda} u_m^{(0)}) \tag{5}$$

---

① 上海市科技发展基金(项目编号 98XD14012)和上海市重点学科项目资助。

式中

$$\widetilde{C}^{ijmn} = \langle C^{ijmn} + C^{ijkl}\phi_{k,l}^{mn}\rangle \tag{6}$$

$$\widetilde{G}^{ijmn} = \langle G^{ijmn} + G^{ijkl}\psi_{k,l}^{mn}\rangle \tag{7}$$

这里使用了平均算子,其定义为

$$\langle f(y)\rangle = \frac{1}{|Y|}\int_Y f(y)\mathrm{d}y = 0 \tag{8}$$

$|Y|$表示单胞体积。式(5)表示复合材料的整体粘弹性本构关系仍然可以分为弹性和粘性两部分。其弹性部分综合了加强体弹性和基体弹性的共同贡献。粘弹特性来自基体的贡献,仍可用同阶的分数阶导数表示。还可看出,要表示整体本构关系,必须求出局部函数 ϕ_i^{mn} 和 ψ_i^{mn}。

求解局部函数 ϕ_i^{mn} 的定解问题为

$$(C^{ijkl}\phi_{k,l}^{mn})_{,i} = 0 \quad 在\ Y_F \cup U_M 上 \tag{9}$$

$$[\![\phi_i^{mn}]\!] = 0 \tag{10}$$

$$[\![(C^{ijmn} + C^{ijkl}\phi_{k,l}^{mn}) n_i]\!] = 0 \tag{11}$$

$$\langle \varphi_i^{mn} \rangle = 0 \tag{12}$$

求解局部函数 ψ_i^{mn} 的定解问题则包括以下各式

$$(G^{ijkl}\psi_{k,j}^{mn})_{,i} = 0 在\ Y_M 上 \tag{13}$$

$$(G^{ijmn} + G^{ijkl}\psi_{k,j}^{mn}) n_i |_{\Gamma} = 0 \tag{14}$$

$$\langle \psi_i^{mn} \rangle = 0 \tag{15}$$

式中,界面 $\Gamma = Y_F \cap Y_M$。

另外,符号$[\![f]\!] = f(F) - f(M)$表示界面上纤维侧的 f 与基体侧的 f 之间的跳跃值。本文中拉丁字母 $i, j\cdots$取值 1,2,3,希腊字母 $\alpha, \beta\cdots$取值为 1,2。

2 Makris 粘弹性关系

Makris 认为[3],对于各向同性粘弹性材料,其体积变形是弹性的,在纯剪切作用下表现出粘弹性特性。他给出的本构关系可以写成

$$\sigma_{ij} = (2G\epsilon_{ij} + \lambda\varepsilon_{kk}\delta_{ij}) + 2\eta D^{\lambda} e_{ij} \tag{16}$$

式中,η 是粘性系数,e_{ij}是应变偏量。

显然,只要在我们的粘弹性本构关系(1)中,令

$$\begin{aligned} &C^{1111} = C^{2222} = C^{3333} = C_{11} = \lambda + 2G \\ &C_{1122} = C^{2211} = C^{1133} = C^{3311} = C^{2233} = C^{3322} = C_{12} = \lambda \\ &C^{2323} = C^{1313} = C^{1212} = C_{44} = G \end{aligned} \tag{17}$$

$$G^{ijkl} = 2\eta g^{ijkl} \tag{18}$$

和

$$g_{1111} = g_{2222} = g_{3333} = g_{11} = \frac{2}{3}$$

$$g^{1122} = g^{2211} = g^{1133} = g^{3311} = g^{2233} = g^{3322} = g_{12} = -\frac{1}{3} \tag{19}$$

$$g^{2323} = g^{1313} = g^{1212} = g_{44} = \frac{1}{2}$$

就可以得到 Makris 的关系。

3 求弹性局部函数 ϕ_i^{mn}

记

$$\tau_{\alpha j}^{mn} = C^{\alpha jk\beta}\phi_{k,\beta}^{mn} \tag{20}$$

则局部问题的定解方程(9)成为

$$\tau_{\alpha j,\alpha}^{mn} = 0 \tag{21}$$

界面耦合条件(11)成为

$$[\![(C^{\alpha jmn} + \tau_{\alpha j}^{mn}) n_\alpha]\!] = 0 \tag{22}$$

它们还可分为平面问题和反平面问题。

3.1 平面问题

此时,式(21)简化为

$$\tau_{\alpha\beta,\alpha}^{mn} = 0, \quad 在\ Y_F \cup Y_M\ 上 \tag{23}$$

本构关系式(20)简化为

$$\tau_{\alpha\beta}^{mn} = C^{\alpha\beta\delta\gamma}\phi_{\delta,\gamma}^{mn} \tag{24}$$

界面耦合关系式(22)简化为

$$[\![(C^{\alpha\beta mn} + \tau_{\alpha\beta}^{mn}) n_\alpha]\!] = 0 \tag{25}$$

3.2 反平面问题

此时,式(21)简化为

$$\tau_{\alpha 3,\alpha}^{mn} = 0 \tag{26}$$

式中 $mn = 13,23$。本构关系式(20)简化为

$$\tau_{\alpha 3}^{mn} = C^{\alpha 33\beta}\phi_{3,\beta}^{mn} \tag{27}$$

界面耦合关系式(22)简化为

$$[\![(C^{\alpha 3mn} + \tau_{\alpha 3}^{mn}) n_\alpha]\!] = 0 \tag{28}$$

4 求粘性局部函数 ψ_i^{mn}

记

$$t_{\alpha j}^{mn} = G^{\alpha jk\beta}\psi_{k,\beta}^{mn} \tag{29}$$

则局部问题的定解方程(13)成为

$$t_{\alpha j,\alpha}^{mn} = 0 \qquad 在\ Y_M\ 上 \tag{30}$$

界面耦合条件(14)成为

$$(G^{\alpha jmn} + t_{\alpha j}^{mn}) n_\alpha |_\Gamma = 0 \tag{31}$$

它们同样可以分为平面问题和反平面问题,这里不再赘述。

为便于数值求解 ϕ_i^{mn} 和 ψ_i^{mn},可利用对称性结合周期条件得到边界条件,使得局部问题变

成一个标准的边界值问题。然后采用有限元数值方法求解就是一个常规问题。

5 算例及结果

我们以圆截面纤维错排的情形为例来说明。此时，平面问题（$mn=11,22,33$ 及 12）的 1/4 求解域及边界条件如图 1 和图 2 所示。

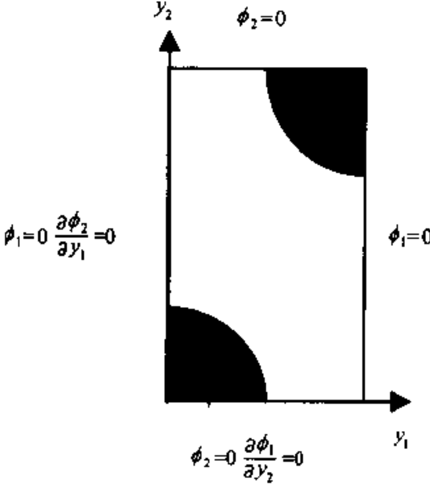


图 1 $mn=11,22,33$ 的 1/4 求解域及边界条件

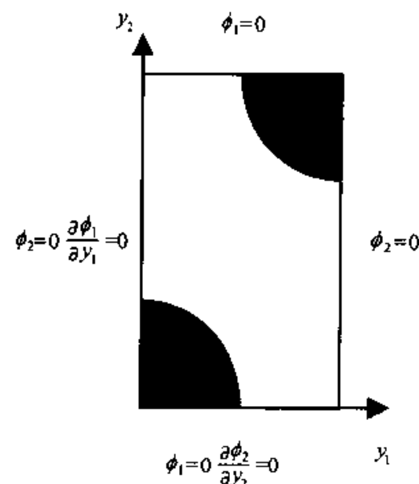


图 2 $mn=12$ 的 1/4 求解域及边界条件

反平面问题（$mn=13$ 及 23）的 1/4 求解域及边界条件则如图 3 和图 4 所示。

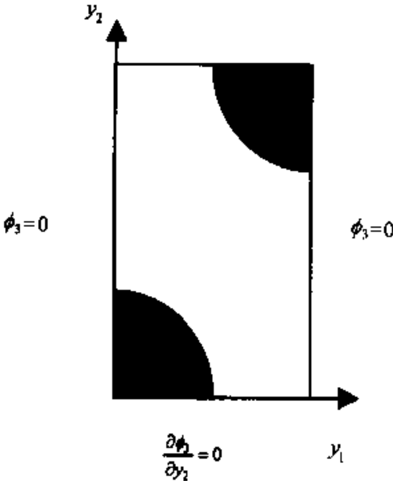


图 3 $mn=13$ 的 1/4 求解域及边界条件

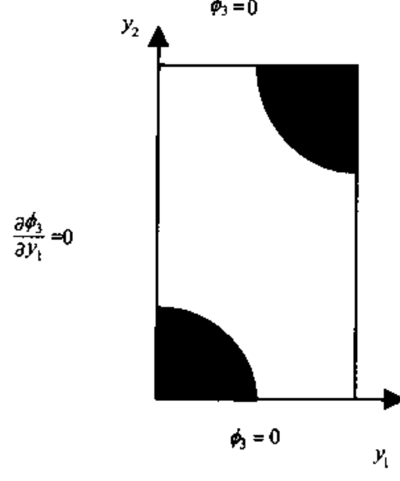


图 4 $mn=23$ 的 1/4 求解域及边界条件

以上以局部函数 ϕ_i^{mn} 为例，而 φ_i^{mn} 则类似可得。至此可用有限元软件 ANSYS 方便地求解。

这里以 $E_f=344.5\text{GPa}$，$\nu_f=0.26$，$E_m=68.9\text{GPa}$，$\nu_m=0.32$，$\eta=9.147\times10^7\text{Ns/m}^2$，纤维体积比 ρ 分别为 0.0816、0.2267、0.4444、0.5804、0.7346 为例进行计算，可得到总体弹性常数及总体粘性常数随纤维体积比的变化曲线。图 5 和图 6 分别为总体弹性常数 $\tilde{C}_{11}$ 和总体粘性

常数 $\tilde{G}_{11}$的变化情况，其他常数具有类似的变化规律。

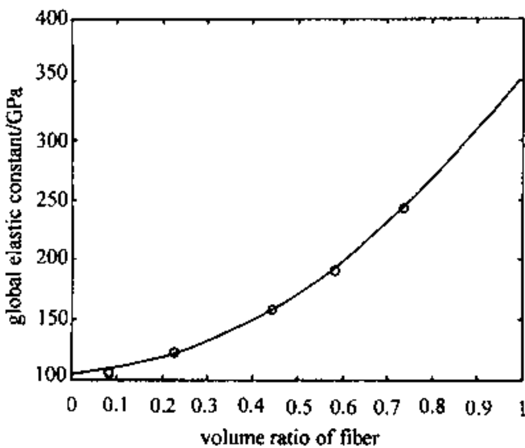


图 5　总体弹性常数 $\tilde{C}_{11}$的变化情况

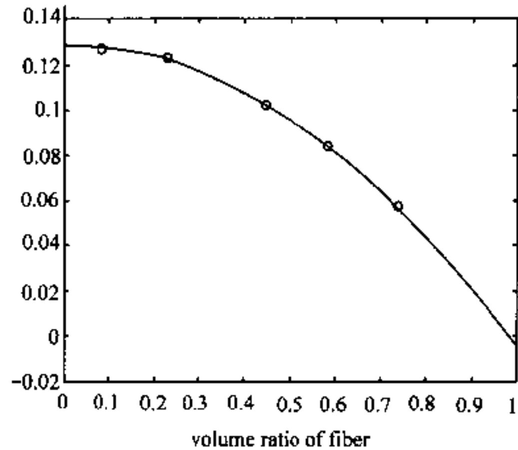


图 6　总体粘性常数 $\tilde{G}_{11}$的变化情况

6　结语

① 纤维加强粘弹性基复合材料具有横观各向同性的特性。

② 复合材料具有和基体相同的粘性系数 η。

③ 复合材料的粘弹性本构关系仍然可以写成 Kelvin-Voigt 形式。其弹性部分来自纤维弹性和基体弹性的两方面的贡献。粘性部分同样可以表示成分数阶导数的形式。这一部分来自基体粘性的贡献。

④ 等效模量中包含了局部变形的贡献。可以认为，局部变形增加了复合材料的耦合刚度。局部变形反映了基体与纤维参数之间的匹配程度。参数差别越小，则匹配越好，耦合刚度就越小。

参 考 文 献

1　Meguid S A, Kalamkarov A L. Asymptotic homogenization of elastic composite materials with a regular structure. Int J Solids Structures, 1994, 31(3): 303～316

2　Zhang R J. A unified 3D homogenization model of beam bundle in fluid. Transaction of the ASME Journal of Pressure Vessel Technology, 1998, 120: 56～61

3　Makris N. Three-dimensional constitutive viscoelastic law with fractiona. order time derivatives. J Rheology, 1997, 41(5): 1007～1020

硅泡沫的多孔超弹性模型[①]

刘占芳　励凌峰

（重庆大学工程力学系，重庆　400044）

摘要　硅泡沫是一种多孔隙的、呈现超弹性本构行为的橡胶类材料。本文引入了描述硅泡沫的多孔介质模型，针对硅泡沫的超弹性本构行为以及由于多孔隙的结构特征所导致的可压缩性，并考虑孔隙度对变形性能的影响，提出了解耦为等容部分和体积变形部分的应变能函数的具体形式，单轴压缩实验证明了所获得的本构方程的适用性。

关键词　硅泡沫，多孔介质，超弹性，应变能函数

引　言

硅泡沫作为一种新型的橡胶类高分子材料，它是根据特殊的发泡工艺制作而成。硅泡沫除具有橡胶类材料的柔软性、高延展性、高弹性等特质以外，还具有高孔隙度的多孔结构特性，并且材料的多孔隙结构极大地影响材料的可压缩性质。在硅泡沫的结构分析和设计中，需要建立和发展适合的多孔介质模型、本构关系以及考虑有限变形下的非线性弹性的有效数值方法。本文针对材料的多孔隙结构特征，引入描述硅泡沫的多孔介质模型。联系材料的超弹性本构行为以及由于多孔隙的结构特征所导致的材料可压缩性，将超弹性的应变能函数解耦为等容部分的应变能和纯体积变形的应变能，给出了其具体形式。利用硅泡沫的单轴压缩实验，检验了本构关系的适用性，结果表明，数值分析结果与实验数据吻合较好。

1　硅泡沫的多孔介质模型

硅泡沫作为一种高分子橡胶材料，它是由硅橡胶、气相白碳黑和硫化剂经特殊发泡工艺制成的。在发泡过程中，聚合物材料分布在泡孔之间，当泡孔长大时，材料被排开，最后集中到密排球的间隙处或多面体的棱边处，固化后即可得硅泡沫。基于扫描电镜分析和其他的显微镜观察，硅泡沫可作为典型的多孔介质来处理，即材料由多孔隙的固体材料骨架和相互连通的由气体饱和的空隙共同构成，二者在空间的共存必然导致相互作用即耦合现象，因此，所建立的多孔介质力学模型理论上要求能够同时考虑多孔固体的变形和孔隙气体的流动行为。同时，反映硅泡沫结构特征的参数即孔隙度会强烈地影响材料的变形行为，描述硅泡沫的适合的多孔介质模型应包括孔隙度的影响。对于硅泡沫而言，孔隙度作为唯一的微观结构参数刻画了材料的结构特征，反映了材料最重要的物理特性。此外，注意到尽管硅泡沫在宏观上是体积可压的，但是作为材料本身也即实体的硅橡胶是不可压的。实验证明，在几百个大气压力下，橡

① 中国工程物理研究院科学技术基金资助项目(99030416)。

胶不发生体积变形，传统的关于橡胶材料的研究中，橡胶一般作为不可压材料来处理。因此，硅泡沫的多孔介质模型还需考虑到实体的材料本身不可压这一事实。

现代的多孔介质理论是引进了体积分数概念的混合物理论的拓展和延伸。对于硅泡沫材料，可看作由多孔固体相和孔隙间气体相组成的固气两相混合物，两相在统计意义上分散在全部材料空间。这种处理使得两种组分连续介质化，便于进行连续介质力学分析。然而，这种处理虽然导致同一个空间点上的两种组分的质点共存，但是两相仍保持各自独立的运动学。如果考察的范围与硅泡沫的胞体结构特征尺寸足够大，这种模型所带来的数学上的误差可以忽略不计。固气两相多孔介质是不相混溶的两种组分组成的混合物，但是多孔固体作为组分之一有别于完全混溶的混合物。一方面必须以连续介质的方式，通过变形张量而不仅仅是通过密度的改变来描述固体的变形，另一方面应通过适合的宏观场变量来反映材料的几何结构特性，即由孔隙度表达的标量场。而多孔固体对整个材料行为具有特殊地位，它对气体的运动构成了一个变形约束。对有限变形的情况，可以方便地选择多孔固体的 Lagrange 运动学描述[1]，面气体相的运动可利用简单的变换转换成物质描述，这将为以后的数值分析带来极大的方便。

选择初始时刻的多孔固体的构形作为 Lagrange 描述的参考构形，则固体的运动表述为下面的函数形式

$$\boldsymbol{x} = \chi^S(\boldsymbol{X}, t) \tag{1}$$

式中点 $\boldsymbol{x}$ 是多孔固体的质点 $\boldsymbol{X}$ 在当前时刻 t 的空间位置。多孔固体的速度场和变形梯度为

$$\boldsymbol{x}'^S = \frac{\partial \chi^S}{\partial t}(\boldsymbol{X}, t) \quad \boldsymbol{F}^S = \mathrm{Grad}\chi^S(\boldsymbol{X}, t) \tag{2}$$

在气体组分的 Euler 描述中，其运动学由定义在当前构形中的速度场来确定，即

$$\boldsymbol{v}^F = \boldsymbol{v}^F(\boldsymbol{x}, t) \tag{3}$$

利用式(1)，上式可转换成固体的物质描述

$$\boldsymbol{x}'^F = \boldsymbol{v}^F(\chi^S(\boldsymbol{X}, t), t) = \boldsymbol{x}'^F(\boldsymbol{X}, t) \tag{4}$$

而气体质点在多孔固体的参考构形上的映像具有下面的速度场

$$\boldsymbol{X}'^F(\boldsymbol{X}, t) = \boldsymbol{F}^{S\,-1}(\boldsymbol{x}'^F - \boldsymbol{x}'^S) \tag{5}$$

这个速度也称气体的 Lagrange 速度，它描述了气体对多孔固体的相对速度。

多孔固体的平衡方程具有与单一组分固体的物质描述的类似形式，同时气体组分应透过 Lagrange 速度场所决定的运动学映像来建立平衡方程。考虑等温过程，有质量平衡方程

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial \rho^S}{\partial t} = \hat{\rho}^S, \rho^S = \rho^S(\boldsymbol{X}, t), \hat{\rho}^S = \hat{\rho}^S(\boldsymbol{X}, t) \\
&\frac{\partial \rho^F}{\partial t} + \mathrm{Div}(\rho^F \boldsymbol{X}'^F) = \hat{\rho}^F, \rho^F = \rho^F(\boldsymbol{X}, t), \hat{\rho}^F = \hat{\rho}^F(\boldsymbol{X}, t) \\
&\hat{\rho}^S + \hat{\rho}^F = 0
\end{aligned}\right\} \tag{6}$$

式中 ρ^S 为参考构形中多孔固体每单位体积的质量；$\hat{\rho}^S$ 是该构形中多孔固体的质量源的集度（譬如由于化学反应产生的质量交换）；ρ^F 为每单位多孔固体参考体积下的气体的质量；$\hat{\rho}^F$ 则为相应的质量源的集度。

动量平衡方程有下面的形式

$$
\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial \rho^S \boldsymbol{x}'^S}{\partial t} = \mathrm{Div}\boldsymbol{P}^S + \rho^S \boldsymbol{b}^S + \hat{\boldsymbol{p}}^S \\
&\rho^F\left(\frac{\partial \boldsymbol{x}'^F}{\partial t} + \mathrm{Grad}\boldsymbol{x}'^F \boldsymbol{X}'^F\right) = \mathrm{Div}\boldsymbol{P}^F + \rho^F \boldsymbol{b}^F + \hat{\boldsymbol{p}}^F \\
&\hat{\boldsymbol{p}}^S + \hat{\boldsymbol{p}}^F = 0
\end{aligned}\right\} \tag{7}
$$

上式中 P^S 和 P^F 分别表示多孔固体和孔隙气体的第二类 Piola-Kirchhoff 应力张量，$\boldsymbol{b}^S$ 和 $\boldsymbol{b}^F$ 分别是固体相和气体相的质量加速度；$\hat{\boldsymbol{p}}^S$ 和 $\hat{\boldsymbol{p}}^F$ 分别为相对于参考构形中多孔固体和气体的动量源的集度(扩散力或相互作用力)。

固体相的体积分数 n^S 是指多孔固体占全部材料的体积比，而气体相的体积分数 n^F 是指孔隙气体占全部材料的体积比即多孔材料的孔隙度 n，借助体积分数的概念，下面引进两种组分的真实质量密度 ρ^{SR} 和 ρ^{FR}

$$
\rho^{SR} = \rho^S / n^S, \quad \rho^{FR} = \rho^F / n^F \tag{8}
$$

对于泡沫硅橡胶材料而言，实体的橡胶材料是不可压的，也即真实质量密度 ρ^{SR} 是常量，并且两种组分的体积分数满足饱和条件的约束，因此，独立的变量只有多孔材料的孔隙度 n。

作为反映多孔固体材料微结构的一种内变量，对多孔介质模型而言构成了一个附加场，因此模型需要附加的场方程，既解决模型的封闭问题。文献中已经建议了一些方法，例如引入附加的某种本构关系，构造适合的关于孔隙度的演化方程或平衡方程。Wilmanski 基于对孔隙结构的半细观分析，给出了一个孔隙度的平衡方程，即

$$
\frac{\partial n}{\partial t} + \mathrm{Div}\boldsymbol{J} = \nu \tag{9}
$$

上式中 $\boldsymbol{J}$ 称为孔隙度流而 ν 称为孔隙度源，它们的物理意义参见 Wilmanski[1]。

方程(6)~(7)和(9)连同关于两种组分的应力张量和扩散力的本构关系，构成了全部未知场变量的封闭方程组，结合适合的初边值条件可得到初边值问题的偏微分方程组的解。

2 硅泡沫的超弹性本构关系

前面建立了硅泡沫的两相多孔介质模型，下面进一步分析泡沫硅橡胶的超弹性本构关系。为简明起见，考察泡沫硅橡胶的静力或拟静力问题。对静力问题，孔隙中气体流动的影响以及气体内的压力梯度可以忽略不计，从而这里可不考虑孔隙气体内应力(压力)$\boldsymbol{P}^F$ 以及扩散力 $\hat{\boldsymbol{p}}^S$ 和 $\hat{\boldsymbol{p}}^F$ 的本构关系，同时合理地假定固气两种组分不发生化学反应，因此不发生质量交换，即 ρ^S 和 ρ^F 均为零。这样的处理可以极大地简化前面建立的多孔介质模型，同时满足绝大部分实际应用的需要，此时的多孔介质成为空的多孔固体。事实上，简化处理只须对多孔固体的第二类 Piola-Kirchhoff 应力张量 $\boldsymbol{P}^S$ 建立适合的本构关系。

橡胶类材料是典型的超弹性体，建立橡胶类材料本构关系的根本是构造适合的应变能密度函数。由于实体的橡胶类材料是不可压材料，文献中针对不可压的性质，提出了一系列描述不可压橡胶材料力学行为的本构关系。典型的如 Mooney-Rivlin 型本构关系[2]，Ogden 型本构关系[3]、Yeoh 提出的本构关系[4]。同时，为克服材料不可压在非线性数值模拟中的体积闭锁现象以及克服材料不可压假定所带来的本构约束，Blatz 和 Ko[5]提出了所谓近不可压橡胶类材料的本构关系。然而，对于既存在材料可压又含有多孔结构的橡胶类材料，其应变能密度函数的具体形式和本构关系迄今尚未开展深入的研究。本文基于应变能密度函数可解耦为相对

独立的等容变形和体积变形两部分，提出了可压多孔硅橡胶材料的应变能密度函数，给出了材料的本构关系，该模型能够考虑孔隙度对材料变形行为的影响。

在接下来的处理中，省略描述多孔固体的符号上标 S。硅泡沫作为超弹性体进行处理，因此归结为 Cauchy 弹性问题。在等温及各向同性条件下以及只考虑纯力学过程，应变能密度函数 W 是变形张量 $\boldsymbol{C}$（或 $\boldsymbol{B}$）的不变量的函数或者表达为伸长比的函数，因此单位体积的应变能密度函数可以表示为

$$W = W(I_1, I_2, J = I_3^{1/2}) \quad 或 \quad W = W(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) \tag{10}$$

式中 I_1、I_2 和 I_3 为右和左 Cauchy-Green 变形张量 $\boldsymbol{C}$ 和 $\boldsymbol{B}$ 的主不变量，λ_i 为相应的主方向线元的伸长比。多孔固体中的应力为第二类 Piola-Kirchhoff 应力张量 $\boldsymbol{P}$，则它们与应变能函数 W 的关系表示为

$$\boldsymbol{P} = \partial W / \partial \boldsymbol{E} = 2(\partial W / \partial \boldsymbol{C}) \tag{11}$$

$\boldsymbol{E}$ 为 Green-Lagrange 应变张量，当应变能密度函数取 $W = W(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ 时，Cauchy 应力张量的主应力与应变能函数的关系表示为

$$\sigma_i = \lambda_i \frac{\partial W}{\partial \lambda_i} \qquad i = 1,2,3 \tag{12}$$

因此，描述硅泡沫的非线性弹性行为，必须提出适合有限应变下的应变能密度函数。

基于不可压或近不可压的各向同性假设，文献中已提出了各种经验和半经验的应变能密度函数。本文研究的对象是多孔硅橡胶材料，随着孔隙度 n 的变化，体积变形将十分显著，因此应作为可压超弹性体进行处理。由于可压超弹性材料的变形可看作是由等容变形部分和体积变形部分的叠加，利用不可压条件，可以得到等容变形部分的伸长比为

$$\hat{\lambda}_i = J^{-\frac{1}{3}} \lambda_i \tag{13}$$

借助等容条件，有 $\hat{\lambda}_{i_1} \hat{\lambda}_{i_2} \hat{\lambda}_{i_3} = 1$。利用主伸长比的分解，可压超弹性体的应变能密度函数可以分解为等容变形 $\overline{W}$ 和体积变形 $\widetilde{W}$ 两部分

$$W = \overline{W}(\hat{\lambda}_1, \hat{\lambda}_2, \hat{\lambda}_3 = \hat{\lambda}_1^{-1} \hat{\lambda}_2^{-1}) + \widetilde{W}(J) \tag{14}$$

对于弹性开孔硅橡胶材料，在载荷作用下首先孔壁产生弯曲变形，当胞孔完全塌陷后，则承受载荷的是基体材料，因此孔隙度的高低对于多孔硅橡胶材料的压缩性能有重要的影响，根据单轴压缩实验和孔隙度对应力应变关系的影响，提出下述反映体积变形与孔隙度关系的体积应变能密度函数

$$\widetilde{W}(J) = D(1 + (1 - n_0)^{\frac{1}{2}})^2 (1 - n_0) E_S (J - 1) \ln J, D > 0 \tag{15}$$

式中 n_0 表示变形前的初始孔隙度；E_S 为橡胶基体材料的弹性模量；D 为材料常数，反映了可压情况下孔隙变形导致的体积改变对应变能密度函数的贡献，其值可由实验数据拟和而得。由方程(15)，可以得到橡胶材料的体积模量 K 与体积变形 J 和孔隙度的关系

$$K = \partial_{JJ}^2 \widetilde{W} \mid_{J \to 1} = D(1 + (1 - n_0)^{\frac{1}{2}})^2 (1 - n_0) E_S (J^{-2} + J^{-1}) \mid_{J \to 1} \tag{16}$$

由上式可看出，体积模量随孔隙度的增大而降低，抗体积变形能力随压缩变形的增大而增加，这与压缩实验的测量是一致的。

对于等容变形部分，本文采用 Ogden[3] 的不可压应变能函数，得

$$\overline{W}(\hat{\lambda}_1, \hat{\lambda}_2, \hat{\lambda}_3) = \sum_{n=1}^{2} a_n (\hat{\lambda}_1^{B_n} + \hat{\lambda}_2^{B_n} + \hat{\lambda}_3^{B_n} - 3) \tag{17}$$

式中 a_n、B_n 是由实验确定的材料参数,其中 B_n 的值控制了变形曲线的形状。对于孔隙度大于 50% 的硅橡胶材料,可取 $B_{1,2}=2,-2$,因此,可得多孔硅橡胶的应变能密度函数

$$W = a_1(\hat{\lambda}_1^2 + \hat{\lambda}_2^2 + \hat{\lambda}_3^2 - 3) + a_2(\hat{\lambda}_1^{-2} + \hat{\lambda}_2^{-2} + \hat{\lambda}_3^{-2} - 3) + D(1 + (1 - n_0)^{\frac{1}{2}})^2(1 - n_0)E_S(J - 1)\ln J \tag{18}$$

显然,多孔硅橡胶的应变能函数包含三个附加的材料参数,其中 a_1 和 a_2 用于刻画材料在等容情况下的剪切变形的影响,而 D 则描述了依赖于孔隙改变的纯体积变形对应变能函数的影响。

为考察所提出的应变能密度函数的适用性,考虑硅泡沫圆柱体试件的单轴压缩实验,忽略重力的影响,并假定试件为均匀的各向同性材料。三个附加的材料参数可以利用最小二乘法,由单轴压缩实验得到的应力应变曲线的一系列实验点进行拟和得到。显然,该模型仅需利用简单拉压实验就可确定模型的材料参数,从而避免了实验方法复杂、所需观测数据过多所带来的困扰。

本文对泡沫硅橡胶(密度 $0.45\times10^{-3}\mathrm{kg/m^3}$,孔隙度 $n=60\%$)单轴压缩实验数据进行了数值拟和,拟和结果如图 1 所示,表明本文提出的可压多孔硅橡胶本构关系与实验数据吻合得较好。图 2 为多孔硅在单轴压缩情况下体积模量与体积变形的关系曲线,可见随体积压缩变形的增加($J<1$),孔隙受挤压变形的空间减小,材料抗体积压缩变形的能力提高,体积模量随之增加。在变形的初始阶段,体积模量受变形影响较小,变形显著,当体积变形压缩量 $J<0.78$,体积模量增加,压缩变形能力相对提高,这与实验情况也相当符合。

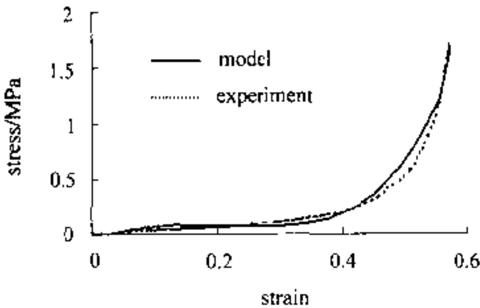


图 1 硅泡沫单向压缩拟和曲线与实验数据比较

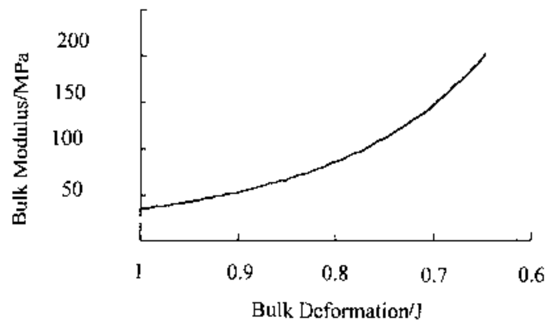


图 2 硅泡沫单向压缩时体积模量与体积变形关系

3 结语

硅泡沫是一种具有高柔软性、高延展性、高弹性并具有高孔隙度的多孔结构的超弹性材料。本文基于材料的多孔隙结构特征,引入了描述硅泡沫的多孔介质模型。结合材料的超弹性本构行为以及由于多孔隙的结构特征所导致的材料可压缩性,考虑了孔隙度对变形性能的影响,利用主伸长比的乘法分解,将超弹性的应变能密度函数解耦为等容部分的应变能和体积变形的应变能,应变能密度函数包括三个附加的材料参数,其中通过引入一抗体积变形能力的参数 D 来反映孔隙变形对变形能的影响。泡沫硅橡胶的单轴压缩实验表明,数值分析结果与实验数据吻合较好。

参考文献

1 Wilmanski K. Lagrangean model of two-phase porous material. Journal of Non-equilibrium Thermodynamics, 1995, 20: 50～77

2 Rivlin RS. Large elastic deformations of isotropic materials I Fundamental concepts. Phil Trans Soc, 1948, 240: 259～490

3 Ogden RW. Large deformation isotropic elasticity: on the correlation of theory and experiment for compressible rubber-like solids. Proc R Soc London, Ser A. 1972, 328: 567～583

4 Yeoh OH. Some forms of the strain energy function for rubber. Rubber Chemical and Technology, 1993, 66: 754～771

5 Tabaddor F. Rubber elasticity models for finite element analysis. Computers & Structures, 1987, 26: 33～40

带肋圆柱壳壳板失稳的各因素灵敏性分析

张 伟　徐秉汉

（江苏无锡116信箱中国船舶科学研究中心结构室，无锡　214082）

崔维成

（上海交通大学船舶与海洋工程学院，上海　200240）

摘要　首先介绍了最新发展的灵敏度因子计算方法，建立了潜艇耐压圆柱壳壳板失效的失效函数，接着介绍了结构可靠性计算的直接积分法和实际实施方法，最后，对潜艇耐压圆柱壳壳板失稳的灵敏度进行了计算分析，并指出，P_C、σ_S、t 的微小波动对潜艇耐压圆柱壳结构失效的影响比其他四个因素的影响大得多，其所占的百分比例分别为 30.15%、28.67%、21.90%，建议在设计、制造、使用时，要严格控制这三个因素的变化，本文的计算研究对结构的设计、制造、使用具有较大的理论和实践意义。

关键词　可靠性，潜艇结构，圆柱壳，失稳，强度

引　言

带肋圆柱壳广泛应用于许多工程结构之中，潜艇耐压船体的典型结构就是带肋耐压圆柱壳。因此，影响潜艇耐压船体结构安全性的因素很多，而这些因素大多都具有不确定性，如材料机械性能和结构尺寸的不确定性，建造加工的误差，以及计算模型本身的不确定性等等，因此，用结构可靠性方法来研究潜艇结构的安全性越来越受到各国科研人员的关注。

在进行潜艇结构的可靠性分析时，由于各因素对结构失效的影响程度不同，因此关于各个因素对结构可靠性影响大小的研究具有重要的意义。事实上，若某因素对结构失效影响较大，则在建造、设计过程中就要严格加以控制，使其具有较小的波动性，以保证结构有足够的安全可靠性。反之，如果某因素的变异性对结构可靠性的影响不显著，则在进行结构的可靠性分析时，就可以把它当作定值处理，以减少随机变量的数目，这对提高结构可靠性分析的效率很有价值。

本文就对带肋耐压圆柱壳结构壳板失稳的各因素进行灵敏性研究。

1　灵敏度因子概论

1.1　灵敏度因子定义

关于评价结构某因素对结构失效影响大小的灵敏性分析，在国内外已有许多不同的定义和计算方法，常见的有以下几种方法。

① 灵敏度因子为失效状态函数在设计点处的变化梯度[1]。设计点是结构最可能失效的点，目前关于设计点的计算，仍然没有完全统一。

② 灵敏度因子为失效状态函数在均值处的变化梯度。

关于是否把失效状态函数在设计点处的变化梯度作为灵敏度因子的计算方法还是在均值处的变化梯度作为灵敏度因子的计算方法是各有利弊的。若取在均值处，则由以上定义和微分的意义可知，其计算的灵敏度因子近似反映了该因素在均值处发生了微小扰动时结构失效的变化情况；若取在设计点处，则其计算的灵敏度因子近似反映了该因素在结构最可能失效点处结构失效的变化情况，并不代表实际工程结构中，该因素对结构失效的影响程度。但总的说来，由于取在设计点反映了结构最可能失效这一事实，故通常取在设计点处。

③ 为了反映随机变量对结构失效的不同影响，对同一个变量定义一系列的灵敏度因子来反映随机变量对结构失效的不同影响[2]：

- $\delta_i=\frac{\alpha\beta}{\partial\mu_i}\sigma_i$，　$\delta_i=\frac{\partial\beta}{\partial\mu_i}\mu_i$，反映均值改变对 β 的影响

- $\eta_i=\frac{\partial\beta}{\partial\sigma_i}\sigma_i$，　$\eta_i=\frac{\partial\beta}{\partial\nu_i}$，　$\nu_i=\frac{\sigma_i}{\mu_i}$，反映不确定性对 β 的影响

以上诸定义都从不同的侧面反映了结构诸因素对结构可靠性的影响，由于①，②各有利弊，对于③，定义了各种灵敏度因子，缺乏统一的判断方法，并且应用 β 而不用失效概率必然要通过某种转换，这样更增加了结果的近似性，因此有必要对反映结构灵敏度的灵敏度因子进行新的定义。

通过研究比较文献[3]提出了如下新的灵敏度因子概念。

定义 1　设影响结构失效的因素为 $x_1,x_2,\cdots,x_n$，它们是服从一定分布的随机变量，其联合概率密度分布函数为 $f_X(x_1,x_2,\cdots,x_n)$，结构的失效状态函数为 $G(x_1,x_2,\cdots,x_n)$，记结构的失效概率为 P_f，即 $P_f=\int\limits_{G(X)\le 0}f_X(\boldsymbol{X})\mathrm{d}\boldsymbol{X}$，这里，$\boldsymbol{X}$ 是由 $x_1,x_2,\cdots,x_n$ 表示的随机变量矢量，记随机变量 x_i 的均值、均方差的一般表达式为 E_{x_i}、S_{x_i}，具体数值为 $E_{x_i}^*$、$S_{x_i}^*$，则：

- 定义随机变量 x_i 对结构失效的灵敏梯度为 P_f 对 $\frac{E_{x_i}}{S_{x_i}}$、$\frac{S_{x_i}}{S_{x_i}^*}$ 的梯度向量，即 $\left(\frac{\partial P_f}{\partial E_{x_i}}S_{x_i},\ \frac{\partial P_f}{\partial S_{x_i}}S_{x_i}^*\right)^2$。

- 定义随机变量 x_i 灵敏度为相应灵敏梯度的模 $s_i=\sqrt{\left[\frac{\partial P_f}{\partial E_{x_i}}S_{x_i}^*\right]^2+\left[\frac{\partial P_f}{\partial S_{x_i}}S_{x_i}^*\right]^2}$。

- 定义 S_i 标准化后的量 $\lambda_i=\frac{S_i}{\sum\limits_{k=1}^{n}S_k}$ 为因素 x_i 的灵敏度因了。

这种定义一定程度上克服了前面定义的一些不足，详见文献[3]。

为了充分研究各因素对结构失效的影响，对复杂结构系统不可能用一个简单的数字来表达，为全面反映各因素对结构失效的影响，文献[3]还引入如下两个基本概念。

定义 2　对随机变量 x_i，称由 x_i 的灵敏梯度、灵敏度因子组成的三维向量，即 $\left(\frac{\partial P}{\partial E_{x_i}}S_{x_i}^*,\quad \frac{\partial P}{\partial S_{x_i}}S_{x_i}^*,\lambda_i\right)$，为随机变量 x_i 的灵敏矢量。

灵敏矢量的三个分量各有自己独特的作用，并不能相互代换，这里需要说明的一点是，α_i，η_i 是可正可负的，其中正号表示，该相应量变大时，结构变得更易失效；该相应量变小时，结构

变得更安全;负号表示、该相应量变大时,结构变得更安全,该相应量变小时,结构变得更易失效。λ_i 则反映了各因素之间的相对变化情况;至于 S_i 则反映了结构失效沿灵敏梯度的变化大小,真实反映该因素对结构失效影响的变化率大小。

1.2 计算实施

根据定义1,因素 x_i 的灵敏度因子为 λ_i,求 λ_i 的关键在于求出因素 x_i 的灵敏梯度,而求灵敏梯度实际上就是求出 P_f 对 Ex_i、Sx_i 的偏微分,由于通常 P_f 并不能用一个关于 $x_1, x_2, \cdots, x_n$ 的均值、均方差的函数表达出来,即使很简单的问题,其推导过程也十分复杂[3],这样,用普通的对 P 微分的方法仅能求出很少一类问题的灵敏梯度(或灵敏度因子),对于复杂失效区域的灵敏度因于有时是几乎无法求出的,因此可根据数值分析中有关数值微分的计算理论进行计算处理[4],一般采用数值微分的五点公式,其计算方法如下。

要求函数为 $y=f(x)$ 在 a 处的导数,首先取如下四个辅助点 $x_0=a-2h, x_1=a-h, x_4=a+h, x_5=a+2h$,然后按公式(1)计算 $y=f(x)$ 在 a 处的导数

$$y'|_{x=a} = f'(x) = \frac{1}{12h}[f(x_0)-8f(x_1)+8f(x_3)-f(x_4)] \tag{1}$$

根据有关数值分析的理论[4],文中取 $h=5\%\cdot a$。

2 带肋圆柱壳壳板失稳的失效方程

受外压的带肋圆柱壳其失效形式可分为:①失稳;②屈服;③疲劳破坏;④脆性断裂破坏等。脆性断裂可以通过采用结构措施和合理选择材料进行控制,疲劳裂纹的扩展速度很慢,在造成危害之前,可以及时地被检测并加以修理,不致造成灾难性后果,因此失稳和强度失效形式是影响潜艇结构安全性的主要因素,这两种失效属于一次性结构抗力低于载荷而引起的破坏,是潜艇壳体的抗力不能承受载荷的反应,这种破坏一旦发生,潜艇结构往往就会产生不容许的整体变形或断裂,从而使潜艇结构失效,造成灾难性的后果。针对这两种失效形式,各个国家都通过大量地试验与理论分析来研究潜艇结构的破坏机理,以预报潜艇结构的破坏压力,从而各个国家分别制定出了自己的设计规范。在实际潜艇耐压圆柱壳结构的设计中最为关心的是潜艇耐压圆柱壳的壳板失稳问题,因此本文针对耐压圆柱壳的壳板失稳进行研究。

相邻肋骨之间的壳板失稳临界压力按式(2)计算,失效状态函数由公式(3)决定

$$p_{cr} = X_m C_s C_g P_E \tag{2}$$

$$g = p_{cr} - p_c \tag{3}$$

式中,X_m 为计算公式 $p_{cr}=C_sC_gP_E$ 的模型修正系数,由实验、计算等确定;C_g 为系数,按公式(4)计算;C_s 为与 σ_E、σ_S 有关的系数[5],其中欧拉应力 σ_E 按公式(5)计算;P_E 为欧拉压力,按公式(6)计算

$$C_g = C_g(u) \tag{4}$$

$$\sigma_E = \frac{P_E R}{t} \tag{5}$$

$$P_E = E\left(\frac{t}{R}\right)^2 \frac{0.6}{u-0.37} \tag{6}$$

其中 u 按式(4),(7)计算:

$$u = 0.642\frac{1}{\sqrt{Rt}} \tag{7}$$

上式中 P_C 为实际潜艇工作压力；R 为潜艇耐压圆柱壳半径；t 为壳板计算厚度；σ_S 为材料的屈服应力，l 为肋骨间距，E 为材料的弹性模量。

从上面的失效函数可以看出，影响潜艇耐压圆柱壳壳板失稳失效的因素有 X_m，P_C，R，t，σ_S，l、E 七个变量。

3 可靠性计算方法

结构的可靠性计算归根到底就是计算由式(8)表示的失效概率

$$P_f = \int\cdots\int_{G(X)\leqslant 0} f_X(X)\mathrm{d}x_1,\cdots,\mathrm{d}x_n \tag{8}$$

式中，$x_1, x_2\cdots, x_n$ 为影响所研究结构可靠性的随机变量，$G(x_1\cdots, x_n)$为结构的失效函数，其中，$G(x_1,\cdots,x_n)>0$ 表示结构处于安全状态；$G(x_1,\cdots,x_n)<0$ 表示结构处于失效状态；$G(x_1,\cdots,x_n)=0$ 表示结构处于临界状态。$f_X(x_1,\cdots,x_n)=f_X(X)$为 $x_i,\cdots,x_n$ 的联合概率密度函数，P_f 为该结构的失效概率，可靠度为

$$P_r = 1 - P_f \tag{9}$$

对于结构的可靠性计算，本文采用直接积分法进行计算。

从结构失效概率的计算公式(8)看，它只是一个简单的多维数值积分问题，理论上的求解方法并不很困难。用直接积分法计算结构的可靠性包含三个方面的技术特点，即积分区域的规则化、联合概率密度函数的构成以及规则区域内快速高效的多维数值积分法。下面我们将逐个地分析研究如何解决这三个关键的技术问题。

3.1 积分区域的规则化处理

积分区域的规则化可以通过引入指示函数 $I[G(X)]\leqslant 0$ 把原来不规则的区域转化为无穷区域，然后根据一定的精度要求，将无穷区域的积分转化为有限区域的积分，即

$$\begin{aligned} P_f &= \int\cdots\int_{G(X)\leqslant 0} f_X(X)\mathrm{d}X = \int\cdots\int_{\Omega} I[G(X)]f_X(X)\mathrm{d}X = \\ &\int\cdots\int_{\Omega} F(X)\mathrm{d}X \approx \int_{a_1}^{b_1}\cdots\int_{a_n}^{b_n} F(X)\mathrm{d}X \end{aligned} \tag{10}$$

式中，$F(X)=I[G(X)\leqslant 0]\cdot f_X(X)$；$I[G(X)]$为指示函数：当 $G(X)\leqslant 0$ 时，$I[G(X)]=1$，其他为 0。

每个变量的近似积分上下限 a_i、b_i 要根据不同的分布类型及要求的积分精度 α 进行计算：设随机变量 x 的概率密度函数为 $f(x)$，则这时 a_i、b_i 只需按下式求出即可

$$\int_{a_i}^{b_i} f(x)\mathrm{d}x \geqslant 1 - \alpha \tag{11}$$

本文采用的精度为 5.7337×10^{-7}，即正态分布的 5σ 区间。

3.2 联合概率密度函数的构成

对于本文的问题，由于各个变量可近似认为是相互独立的，因此，其联合概率密度函数就是各个随机变量概率密度函数的乘积，即，设 x_i 的概率密度函数为 $f_i(x_i)$，则其联合概率密度

函数就为 $f_X(X)=\prod_{i=1}^{n}f_i(x_i)$。

3.3 规则区域内多维数值积分问题

通过前面的讨论可以知道,通过一定的数学技巧,结构可靠性计算可以转化为如下的一个多维数值积分问题

$$I=\int_{a_1}^{b_1}\mathrm{d}x_1\cdots\int_{a_n}^{b_n}F(x_1,\cdots,x_n)\mathrm{d}x_n$$

一般情况下,可根据积分定义进行计算,在变量数目较大时,可以采用改进的积分方法[6]。

4 带肋耐压圆柱壳壳板失稳的灵敏度计算

4.1 计算

下面结合一具体实例进行其灵敏度分析。实例的结构数据见表1所示。

表1 潜艇耐压圆柱壳数据

序号	变量名称	均值	均方差	序号	变量名称	均值	均方差
1	X_m	1.0659	0.0595	5	σ_s/MPa	649	42.98
2	P_C/MPa	2.94	0.2940	6	l/mm	600	6.0
3	R/mm	3200	32.0	7	E/MPa	198000	5940.0
4	t/mm	24	0.252				

根据灵敏度的定义及式(1)的计算方法,潜艇耐压圆柱壳壳板各因素对其失稳的灵敏梯度见表2所示,灵敏度及灵敏度因子见表3所示。

表2 潜艇耐压圆柱壳各因素的灵敏度梯度

序号	影响因素	灵敏梯度的均值分量	灵敏梯度的均方差分量
1	模型不确定性 X_m	1.46×10^{-6}	2.08×10^{-5}
2	实际潜艇工作压力 P_C	1.25×10^{-5}	3.44×10^{-5}
3	为潜艇耐压圆柱壳半径 R	1.22×10^{-6}	3.28×10^{-7}
4	壳板计算厚度 t	2.65×10^{-5}	2.20×10^{-6}
5	材料的屈服应力 σ_S	-6.26×10^{-7}	3.48×10^{-5}
6	肋骨间距 l	5.47×10^{-7}	-5.87×10^{-8}
7	材料的弹性模量 E	-3.89×10^{-7}	5.97×10^{-7}

表3 潜艇耐压圆柱壳各因素的灵敏度度及灵敏度因子

序号	影响因素	灵敏度	灵敏度因子
1	模型不确定性 X_m	2.09×10^{-5}	0.1720
2	实际潜艇工作压力 P_C	3.66×10^{-5}	0.3015
3	为潜艇耐压圆柱壳半径 R	1.26×10^{-6}	0.0104
4	壳板计算厚度 t	2.66×10^{-5}	0.2190
5	材料的屈服应力 σ_S	3.48×10^{-5}	0.2867
6	肋骨间距 l	5.50×10^{-7}	0.0045
7	材料的弹性模量 E	7.13×10^{-7}	0.0058

4.2 结果分析

① 从表2可以看出, σ_S,E 的均值变大,其结果将使结构趋于更加安全,失效概率将趋于

变小,而 X_m,P_C,R ,t,l 的均值变大,其结果将使结构趋于更加不安全(失效);

② 从表 3 可以看出,影响耐压圆柱壳失稳的灵敏度因子从小到大依次为 P_C,σ_S,t,X_m,R ,l ,E,这种次序说明这些因素对耐压圆柱壳失稳的影响程度大小次序。

③ 从表 3 可以看出,因素 P_C,σ_S,t 的微小波动对结构失效的影响比其他四个因素的影响大得多,其所占的百分比例分别为 30.15%、28.67%、21.90%,它们的总和是 80.72%,可见,在设计、制造、使用时,要严格控制这三个因素的变化。

5 结语

本文应用先进的灵敏度因子计算方法,对影响耐压圆柱壳结构失稳的各因素进行了灵敏度分析,通过计算指出,因素 P_C,σ_S,t 的微小波动对耐压圆柱壳结构失效的影响比其他四个因素的影响大得多,其所占的百分比例分别为 30.15%、28.67%、21.90%,它们的总和是 80.72%,建议在设计、制造、使用时,要严格控制这三个因素的变化,本文的计算研究对结构的设计、制造、使用具有较大的理论和实践意义。

参考文献

1 Nansour, Jan AE, Zigelen, et al. Implementation of reliability methods to marine structure. Trans SNAME, 92, 1984

2 Mansour AE, Wirsching PH. Sensitivity factors and their application to marine structures. Marine Structures, 1995, 8: 229~255

3 张伟,崔维成,徐秉汉等. 结构可靠性分析中灵敏度因子研究的新方法. 上海交通大学学报, 1998, 32(11): 26~29

4 李庆扬,王能超,易大义编. 数值分析. 武汉: 华中理工大学出版社, 1986.12. 第三版

5 GJB/Z 21-91, 潜艇结构设计计算规则. 国防科学技术工业委员会批发., 1992-06-01 实施

6 Ouypronprasert, W. Adaptive numerical integration for reliability analysis, Report No. 12-87, Institute of Engineering Mechanics, University of Innsbruck, 1987

有限变形下的等效应力等效应变问题[①]

周 喆 黄文彬 李明瑞 王红卫 杨青春*

（中国农业大学应用力学研究室，北京 100083） *（机械工业部北京机电研究所，北京 100083）

摘要 在小变形塑性理论中，等效应力、等效应变的使用不可缺少，但在有限变形下，等效应力、等效应变的提法是否对所有应力应变对都成立，本文选择了平面应力状态和平面应变状态下的单向压缩，对这一问题进行了探讨，在这两种应力状态下，对数应变与旋转 Kirchhoff 应力得到的应力应变曲线与实验数据符合良好。

关键词 有限变形，不可压缩，等效应力，等效应变

引 言

小变形塑性理论的一个最成功的简化就是等效应力、等效应变的思想，将一个六维问题简化为一个一维问题，使得这一问题的解决成为可能，然而等效应力、等效应变的思想在有限变形条件下还是否成立？这正是本文所要关注的问题。

在研究有限变形塑性理论中，人们更多地关注弹性变形与塑性变形如何分离、率型本构中如何消除刚体转动的影响，而对有限变形下等效应力、等效应变的思想还是否成立关注不够，在研究塑性损伤的 Gerson 模型[1]，以及几乎所有用有限变形塑性有限元研究孔洞的扩展和融合[2]，界面的开裂[3]，金属基复合材料等都使用了等效应力和等效应变的思想，由于在有限变形中，应力、应变都有多种定义形式，是不是对所有的应力应变对 Mises 等效都成立，本文选择了平面应力状态和平而应变状态下的单向压缩，在这两种应力状态下，研究了小变形的应力应变及有限变形下的三种常用的应力应变对，比较其等效曲线符合的程度。

整个研究遵循以下思路：做单向压缩实验，得到压缩曲线，对于不同的应力应变对，根据等效应力、等效应变的思想，推导侧向变形受约束即平面应变时，压缩实验应满足的曲线，与实验数据进行比较，满足好的应力应变对就是等效应力、等效应变符合好的。由于变形都比较大，弹性变形可以忽略，本文采用刚塑性模型。

1 压缩实验

我们选择了延展性很好的材料铅做了下述实验，用 p_1 表示单向压缩时的名义应力，定义为 $p_1 = P_1/A_0$，$\bar{u}_1$ 表示长度方向的相对缩短，定义为 $\bar{u}_1 = -\Delta l/l_0$，其中 A_0，l_0 分别为初始截面面积和初始长度，p_1 与 $\bar{u}$ 的关系可由实验测得，由于 $\bar{u}$ 趋向于 1 时，p_1 应趋向无穷大，所以用下式对实验曲线进行拟合

---

① 国家自然科学基金项目（59875028）。

$$p_1 = \frac{1}{1 - \bar{u}_1}(a + b\bar{u}_1^n) \qquad (1)$$

式中 $a = 13.692$, $b = 3.5350$, $n = 0.455\,24$，实验数据和拟合曲线符合很好，如图 1 所示。

在此基础上，我们又进行了一个方向变形受约束的压缩实验，用 p_2 表示此时的名义应力，$\bar{u}$ 表示此时的长度方向的相对缩短，测得实验数据也表示在图 1 中。

如果等效应力、等效应变的思想成立，两个实验应该具有相同的等效应力应变曲线，等效应力、等效应变的定义式分别如下

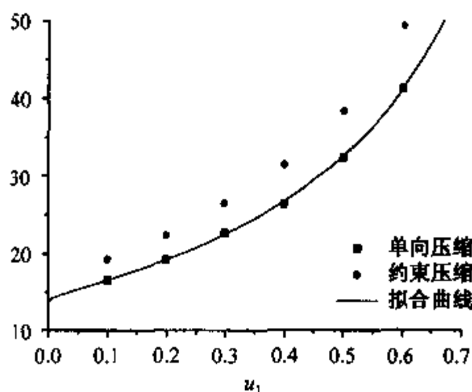


图 1 实验数据及拟合曲线

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{2}[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + 6(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2)]} \qquad (2)$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{1}{2}[(\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2 + (\varepsilon_y - \varepsilon_z)^2 + (\varepsilon_z - \varepsilon_x)^2 + \frac{3}{2}(\gamma_{xy}^2 + \gamma_{yz}^2 + \gamma_{zx}^2)]} \qquad (3)$$

由此我们可以由压缩曲线(1)推得有侧向约束时，压缩的预测曲线，比较预测曲线与图 1 的实验数据是否符合，从而判断等效应力、等效应变的思想是否成立。

2 应力应变的定义

在小变形时，应力应变的定义是唯一的，但在有限变形时则是多种多样的，一般认为，在本构关系中选用什么应力应变对都是可以的，但在塑性理论中，由于等效应力、等效应变的采用，所以应力应变并不可以任意选择，也就是说，并不是对所有的应力应变对等效应力、等效应变的思想都成立，本文就是要对这一问题进行讨论。

首先我们给出几种最常用的应力应变在单向压缩这种最简单应力状态下的表达式，A_0，l_0 分别为初始截而而积和初始长度，A，l 分别为现实截面面积和现实长度，则：

名义应力(小变形应力)、名义应变(小变形应变)为

$$\sigma_{x0} = \frac{P}{A_0}, \quad \varepsilon_{x0} = \frac{l - l_0}{l_0} \qquad (4)$$

Eular 应力、Almansi 应变为

$$\sigma_{x1} = \frac{P}{A}, \quad \varepsilon_{x1} = \frac{l^2 - l_0^2}{2l^2} \qquad (5)$$

Kirchhoff 应力、Green 应变为

$$\sigma_{x2} = \frac{l_0}{l}\frac{P}{A_0}, \quad \varepsilon_{x2} = \frac{l^2 - l_0^2}{2l_0^2} \qquad (6)$$

旋转 Kirchhoff 应力、对数应变为

$$\sigma_{x3} = \frac{P}{A}, \quad \varepsilon_{x3} = \ln\frac{l}{l_0} \qquad (7)$$

式中的 P 为轴向压力，可分别代表 P_1，P_2，试件轴向尺寸的变化直接由实验测出，横向尺寸的变化则是由体积不可压缩条件求出，但如何描述体积不可压缩条件则有所分歧，在小变形

理论中,体积不可压缩条件被表述为

$$\epsilon_{ii} = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z = 0 \tag{8}$$

而在有限变形理论中体积不可压缩条件被表述为

$$J = \frac{Al}{A_0 l_0} = 1 \tag{9}$$

只有对数应变,二者是完全等价的,对于其他应变,虽然有限变形时式(9)是合理的,但在塑性流动法则中,式(8)是被自然引入的,而要引入式(9)则必须放弃传统的塑性流动法则,并且强制式(9)成立,这在技术上还有困难,因此,式(8)还在被广泛采用。所以,本文分别就对由式(8)和式(9)导出的结果进行讨论。

3 用 $\varepsilon_{ii}=0$ 作为体积不可压缩条件

本小节是以式(8)作为体积不可压缩条件,由单向压缩曲线(1)出发,根据不同应力应变的定义,可以得到单向压缩时的不同的等效应力应变曲线。

在侧向受约束的压缩中,我们由公式(4)~(7)同样可以得到用 p_2 表示的等效应力,用 $\bar{u}_2$ 表示等效应变,而此时的等效应力应变曲线应与单向压缩时相同,由此可以由不同的应力应变,求得不同的 p_2 随 $\bar{u}_2$ 的变化关系。

由 Mises 塑性流动法则:$\dot{\epsilon} = \dot{\lambda} S_{ij}$,其中,$S_{ij}$为应力偏量,对于比例加载可得全量关系:$\epsilon_{ij} = \lambda S_{ij}$,对于单向压缩情况,等效应力为:$\bar{\sigma}_i = |\sigma_{xi}|$,等效应变为:$\bar{\epsilon}_i = |\epsilon_{xi}|$,对于侧向受约束的压缩情况,等效应力为 $\bar{\sigma}_i = \sqrt{3}/2|\sigma_{xi}|$,等效应变为:$\bar{\epsilon}_i = 2/\sqrt{3}|\epsilon_{xi}|$,这里,$i$ 取 0,1,2,3,分别代表不同的应力和应变,上述等效应力、等效应变的表达式均成立。

3.1 名义应力与名义应变

对于单向压缩情况,等效应力、等效应变分别为:$\bar{\sigma}_0 = |\sigma_{x0}| = p_1$,$\bar{\epsilon}_0 = |\epsilon_{x0}| = \bar{u}_1$,则应力应变曲线为

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{1-\bar{\epsilon}_0}(a + b\bar{\epsilon}_0^n) \tag{10}$$

对于侧向受约束的压缩问题,等效应力、等效应变分别为:$\bar{\sigma}_0 = \sqrt{3}/2|\sigma_{x0}| = \sqrt{3}/2\, p_2$,$\bar{\epsilon}_0 = 2/\sqrt{3}|\epsilon_{x0}| = 2/\sqrt{3}\,\bar{u}_2$,而等效应力应变曲线应满足式(10),由此可得

$$p_2 = \frac{1}{\sqrt{3}/2 - \bar{u}_2}[a + b(2/\sqrt{3}\,\bar{u}_2)^n] \tag{11}$$

式(11)即为在小变形理论下,根据等效应力应变的思想,预测的有侧向约束的压缩曲线。

3.2 Almansi 应变与 Eular 应力

在单向压缩时

$$\bar{\epsilon}_1 = |\epsilon_{x1}| = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{(1-\bar{u}_1)^2} - 1\right] \tag{12}$$

等效应力应变曲线为

$$\begin{aligned}\bar{\sigma} = |\sigma_{x1}| = p_1(1-\bar{\epsilon}_1) = \\ (1-\bar{\epsilon}_1)\sqrt{1+2\bar{\epsilon}_1}[a + b(1 - 1/\sqrt{1+2\bar{\epsilon}_1})^n]\end{aligned} \tag{13}$$

对于有侧向约束的压缩问题

$$\bar{\varepsilon}_1 = \frac{2}{\sqrt{3}} \mid \varepsilon_{x_1} \mid = \frac{1}{\sqrt{3}}\left[\frac{1}{(1-\bar{u}_2)^2} - 1\right],$$

$$\bar{\sigma}_1 = \frac{\sqrt{3}}{2} \mid \sigma_{x_1} \mid = \frac{\sqrt{3}}{2} p_2 \sqrt{1-\sqrt{3}\bar{\varepsilon}_1} \tag{14}$$

应与平面应力状态有同样的应力应变曲线，所以可得，平面应变压缩时的 p_2 与 $\bar{u}_2$ 的关系为

$$p_2 = \frac{2(1-\bar{\varepsilon}_1)\sqrt{1+2\varepsilon_1}}{\sqrt{3})3\sqrt{3}\bar{\varepsilon}_1}[a + b(1 - 1/\sqrt{1+2\varepsilon_1})^n] \tag{15}$$

式中，$\bar{\varepsilon}_1$ 由式(14)确定，至此，我们得到了预测的有侧向约束的压缩曲线。

3.3 Green 应变与 Kirchhoff 应力

在单向压缩时

$$\bar{\varepsilon}_2 = \mid \varepsilon_{x2} \mid = \frac{1}{2}[1 - (1-\bar{u}_1)^2] \tag{16}$$

等效应力应变曲线为

$$\bar{\sigma}_2 = \mid \sigma_{x2} \mid = \frac{p_1}{1-\bar{u}_1} = \frac{1}{1-2\bar{\varepsilon}_2}[a + b(1-\sqrt{1-2\bar{\varepsilon}_2})^n] \tag{17}$$

对于有侧向约束的压缩问题

$$\bar{\varepsilon}_2 = \frac{2}{\sqrt{3}} \mid \varepsilon_{x2} \mid = \frac{1}{\sqrt{3}}[1-(1-\bar{u}_2)^2] \quad \bar{\sigma}_2 = \frac{\sqrt{3}}{2} \mid \sigma_{x2} \mid = \frac{\sqrt{3}}{2}\frac{p_2}{\sqrt{1-\sqrt{3}\bar{\varepsilon}_2}} \tag{18}$$

应与平面应力状态有同样的应力应变曲线，所以可得，平面应变压缩时的 p_2 与 $\bar{u}_2$ 的关系为

$$p_2 = \frac{2}{\sqrt{3}}\frac{\sqrt{1-\sqrt{3}\bar{\varepsilon}_2}}{1-2\bar{\varepsilon}_2}[a + b(1-\sqrt{1-2\bar{\varepsilon}_2})^n] \tag{19}$$

式中，$\bar{\varepsilon}_2$ 由式(18)确定，至此，我们得到了预测的有侧向约束的压缩曲线。

3.4 对数应变与旋转 Kirchhoff 应力

在单向压缩时

$$\bar{\varepsilon}_3 = \mid \varepsilon_{x_3} \mid = -\ln(1-\bar{u}_1) \tag{20}$$

等效应力应变曲线为

$$\bar{\sigma}_3 = \mid \sigma_{x_3} \mid = p_1 \exp(-\bar{\varepsilon}_3) = a + b(1-\exp(-\bar{\varepsilon}_3))^n \tag{21}$$

对于有侧向约束的压缩问题

$$\bar{\varepsilon}_3 = \frac{2}{\sqrt{3}} \mid \varepsilon_{x3} \mid = -\frac{2}{\sqrt{3}}\ln(1-\bar{u}_2)$$

$$\bar{\sigma}_3 = \frac{\sqrt{3}}{2} \mid \sigma_{x3} \mid = \frac{\sqrt{3}}{2} p_2 (1-\bar{u}_2) \tag{22}$$

应与平面应力状态有同样的应力应变曲线，所以可得，平面应变压缩时的 p_2 与 $\bar{u}_2$ 的关系为

$$p_2 = \frac{2}{\sqrt{3}(1-\bar{u}_2)}[a + b(1-(1-\bar{u}_2)^{2/\sqrt{3}})^n] \tag{23}$$

我们得到了预测的有侧向约束的压缩曲线。

4　用 $J=1$ 作为体积不可压缩条件

在上一节中，我们详细讨论了以式(8)作为体积不可压缩条件时，用各种常用的应力应变对的等效应力、等效应变的思想，预测的有侧向约束的压缩曲线，但是，很明显对于有限变形，体积不可压缩条件应为式(9)，可是，由于 Misess 塑性流动法则就自然包含了式(8)，而只有对数应变式(8)和式(9)是等价的，对于其他应变，要放弃式(8)就必须放弃 Misess 塑性流动法则，为此我们提出了一个修正的 Misess 塑性流动法则，采用 Misess 塑性流动法则的全量理论，则有

$$\varepsilon_{xi} = \lambda_i(\sigma_{xi} - \sigma_i),\quad \varepsilon_{yi} = \lambda_i(\sigma_{yi} - \sigma_i),\quad \varepsilon_{zi} = \lambda_i(\sigma_{zi} - \sigma_i) \tag{24}$$

式中 i 取不同的数值，代表有限变形下的不同的应力应变对，σ_i 在小变形或满足式(8)时为平均应力，在有限变形时是未定值，由体积不可压缩条件式(9)确定。

在本节中，我们将采用式(9)作为体积不可压缩条件，预测有侧向约束时的压缩曲线。

4.1　$J=1$ 下的等效应力、等效应变及塑性 Poisson 比

在小变形条件下，塑性 Poisson 比 $\mu_p=0.5$，在有限变形下，若采用式(9)作为体积不可压缩条件，则并不是所有应变的塑性 Poisson 比 μ_p 都是 0.5[4]，我们首先在单向压缩条件下对此进行讨论。在单向压缩时，根据塑性 Poisson 比 μ_p 定义有

$$\varepsilon_{yi} = \varepsilon_{zi} = -\mu_{pi}\varepsilon_{xi} \tag{25}$$

由体积不可压缩条件式(9)，及各应变的定义式(4)～(7)可得

$$\mu_{p0} = \frac{1-\sqrt{1-\bar{u}}}{\bar{u}\sqrt{1-\bar{u}_1}},\quad \mu_{pl} = \frac{(1-\bar{u}_1)^2}{2-\bar{u}_1},\quad \mu_{p2} = \frac{1}{(1-\bar{u}_1)(2-\bar{u}_1)},\quad \mu_{p3} = 0.5 \tag{26}$$

由式(26)可见，并不是所有的 μ_p 都恒等于 0.5，只有对数应变的 μ_p 恒等于 0.5，而式(8)等价于 $\mu_p=0.5$，因此，除对数应变外，其他的应变式(8)不再成立。相应的等效应力、等效应变为

$$\bar{\sigma}_i = |\sigma_{xi}|,\ \bar{\varepsilon} = \frac{2}{3}(1+\mu_{pi})|\varepsilon_{xi}| \tag{27}$$

另外，我们对于不同应变，在侧向受约束的压缩下，假设横向膨胀率为

$$\nu_i = -\varepsilon_{yi}/\varepsilon_{xi} \tag{28}$$

则对于不同的应变，ν_i 分别为

$$\nu_0 = 1/(1-\bar{u}_2),\ \nu_1 = (1-\bar{u}_2)^2,\ \nu_2 = 1/(1-\bar{u}_2)^2,\ \nu_3 = 1 \tag{29}$$

相应的等效应变为

$$\bar{\varepsilon}_i = \frac{2}{3}\sqrt{\varepsilon_{xi}^2 - \varepsilon_{xi}\varepsilon_{yi} + \varepsilon_{yi}^2} = \frac{2}{3}|\varepsilon_{xi}|\sqrt{1+\nu_i+\nu_i^2} \tag{30}$$

要求等效应力必须先由式(24)求出 σ_{zi}，并由此可得等效应力为

$$\bar{\sigma}_i = \sqrt{\sigma_{xi}^2 - \sigma_{xi}\sigma_{zi} + \sigma_{zi}^2} = |\sigma_{xi}|\sqrt{1-\frac{\nu_i}{1+\nu_i}+\left(\frac{\nu_i}{1+\nu_i}\right)^2} \tag{31}$$

4.2　Almansi 应变与 Eular 应力

在单向压缩时

$$\bar{\varepsilon}_1 = \frac{2}{3}(1+\mu_{pl})|\varepsilon_{x1}| = \frac{1}{3}(1+\mu_{pl})\left[\frac{1}{(1-\bar{u}_1)^2}-1\right] =$$

$$\frac{1}{3}\left[\frac{1}{(1-\bar{u}_1)^2}-(1-\bar{u}_1)\right] \tag{32}$$

求解方程(32),可得合理解为

$$1-\bar{u}_1=\sqrt[3]{0.5-\bar{\varepsilon}_1^3+\sqrt{0.25-\bar{\varepsilon}_1^3}}+\sqrt[3]{0.5-\bar{\varepsilon}_1^3-\sqrt{0.25-\bar{\varepsilon}_1^3}}-\bar{\varepsilon}_1 \tag{33}$$

将式(33)代入式(26)可得 Poisson 比随等效应变的变化曲线,等效应力为

$$\bar{\sigma}_1=|\sigma_{xl}|=p_1(1-\bar{u}_1)=a+b\bar{u}_1^n \tag{34}$$

式中 $\bar{u}_1$ 由式(33)确定,式(34)即给出了等效应力应变曲线。对于有侧向约束的压缩问题

$$\bar{\varepsilon}_1=\frac{2}{3}|\varepsilon_{x1}|\sqrt{1+\nu_1+\nu_1^2}=\frac{1-\nu_1}{3\nu_1}\sqrt{1+\nu_1+\nu_1^2} \tag{35}$$

$$\bar{\sigma}_1=|\sigma_{x1}|\sqrt{1-\frac{\nu_1}{1+\nu_1}+\left(\frac{\nu_1}{1+\nu_1}\right)^2}=p_2\frac{y\sqrt{1+y^2+y^4}}{1+y^2} \tag{36}$$

式中,$y=1-\bar{u}_2$,应与平面应力状态有同样的应力应变曲线,所以可以得到,平面应变压缩时的 p_2 与 $\bar{u}_2$ 的关系为

$$p_2=\frac{1+y^2}{y\sqrt{1+y^2+y^4}}(a+b\bar{u}_1^n) \tag{37}$$

式中 $\bar{u}_1$ 由式(33)、$\bar{\varepsilon}_1$ 由式(35) 确定,ν_1 由式(29)确定,由此可得有侧向约束压缩问题的 p_2 与 $\bar{u}_2$ 之间的关系。

4.3 Green 应变与 Kirchhoff 应力

在单向压缩时

$$\bar{\varepsilon}_2=\frac{2}{3}(1+\mu_{p2})|\varepsilon_{x2}|=\frac{1}{3}(1+\mu_{p2})[1-(1-\bar{u}_1)^2]=$$

$$\frac{1}{3}\left[\frac{1}{1-\bar{u}_1}-(1-\bar{u}_1)^2\right] \tag{38}$$

方程的合理解为

$$1-\bar{u}_1=\sqrt[3]{0.5+\sqrt{\bar{\varepsilon}_2^3+0.25}}+\sqrt[3]{0.5-\sqrt{\bar{\varepsilon}_2^3+0.25}} \tag{39}$$

等效应力应变曲线为

$$\bar{\sigma}_2=|\sigma_{x2}|=\frac{p_1}{1-\bar{u}_1}=\frac{1}{(1-\bar{u}_1)^2}(a+b\bar{u}_1^n) \tag{40}$$

式(40)为等效应力应变曲线,式中 $\bar{u}_1$ 由式(39)确定。对于有侧向约束的压缩问题

$$\bar{\varepsilon}_2=\frac{2}{3}|\varepsilon_{x2}|\sqrt{1+\nu_2+\nu_2^2}=\frac{1-y^2}{3y^2}\sqrt{1+y^2+y^4} \tag{41}$$

$$\bar{\sigma}_2=|\sigma_{x2}|\sqrt{1-\frac{\nu_2}{1+\nu_2}+\left(\frac{\nu_2}{1+\nu_2}\right)^2}=\frac{p_2}{y(1+y^2)}\sqrt{1+y^2+y^4} \tag{42}$$

应与式(40)相同,所以可以得到

$$p_2=\frac{(a+b\bar{u}_1^n)}{(1-\bar{u}_1)^2}\frac{y(1+y^2)}{\sqrt{1+y^2+y^4}} \tag{43}$$

式中的 $\bar{u}_1$ 由式(39)确定,式(39)中的 $\bar{\varepsilon}_2$ 由式(41)确定,而 $y=1-\bar{u}_2$,所以,式(43)给出了侧向约束时 p_2 与 $\bar{u}_2$ 的关系。

5 结语

图 2 给出了分别以式(8)和式(9)作为体积不可压缩条件时，由单向压缩实验数据得到的不同应力应变对的等效应力应变曲线，由图中可以看到，不同的应力应变对的曲线完全不同，在单向压缩时，只有 $\sigma_3-\varepsilon_3$ 和以式(9)作为体积不可压缩条件时的 $\sigma_1-\varepsilon_1$ 的应力应变曲线可以用幂硬化拟合，其他的应力应变曲线则无法用幂硬化函数拟合，如果发生了误用，会引起很大的误差。

图 3 给出了分别以式(8)和式(9)作为体积不可压缩条件时，由单向压缩实验曲线，根据等效应力、等效应变的思想，不同应力应变对预测的有侧向约束时的压缩曲线，由图中可以看到，不同的应力应变对的曲线完全不同，旋转 Kirchhoff 应力和对数应变的预测曲线与实验曲线最为符合，以式(8)作为体积不可压缩条件时，$\sigma_1-\varepsilon_1$ 及 $\sigma_2-\varepsilon_2$ 曲线的变形都受到限制，$\sigma_1-\varepsilon_1$ 的 $\bar{u}_2\leqslant 1-1/\sqrt{2}=0.293$，$\sigma_2-\varepsilon_2$ 的 $\bar{u}_2\leqslant 1-\sqrt{1-\sqrt{3}/2}=0.634$，即当 $\bar{u}_2$ 超过这一限制则无法求出问题的解，但是，在变形不太大时，与实验数据符合较好，特别是 $\sigma_1-\varepsilon_1$。以式(9)作为体积不可压缩条件时，$\sigma_1-\varepsilon_1$ 和 $\sigma_2-\varepsilon_2$ 都可求出全程解，但与实验数据符合得都不是很好，而且，即使是变形不太大时就已经符合得不是很好，即当 $\bar{u}_2<0.2$ 时，式(9)作为体积不可压缩条件时的结果还没有式(8)的结果好，说明应力应变对 $\sigma_1-\varepsilon_1$ 和 $\sigma_2-\varepsilon_2$ 的等效应力、等效应变的理论都不成立，$\sigma_0-\varepsilon_0$ 的预测结果在没有旋转的情况下并不明显的比有限变形除对数应变之外的其他结果差，但若包含转动则会明显恶化。只有 $\sigma_3-\varepsilon_3$ 在全程都与实验数据符合良好，而且，对数应变的体积不可压缩条件式(8)与式(9)等价，所以，小变形塑性理论的成果都可无障碍地推广至有限变形。

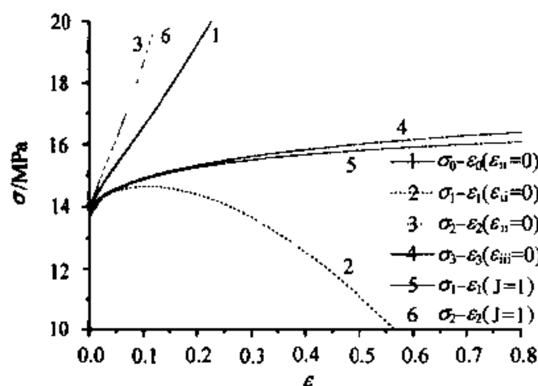


图 2 由单向拉伸实验得到的等效应力等效应变曲线

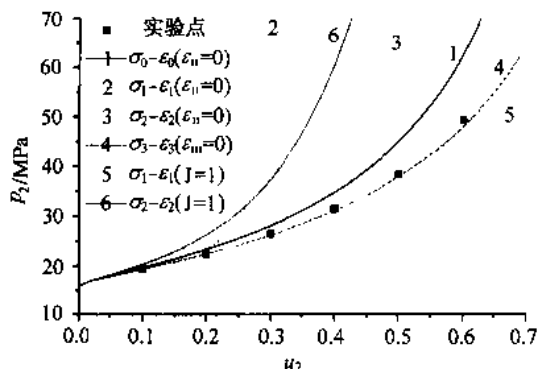


图 3 由不同算法预测的有测向约束时的压缩曲线与实验的比较

综上所述，由于除对数应变以外的其他应变，在进行塑性计算时都存在两个重大问题，①体积不可压缩条件式(8)在有限变形时不成立，所以，小变形塑性理论中的塑性流动法则必须放弃，本文在一维情况下提出了一种修正方案，但要应用至三维还有障碍；②等效应力等效应变的思想在有限变形范围不再成立。由于上述两个问题的存在，现有的小变形塑性理论无法推广至有限变形，如果要使用上述应力应变对则必须建立全新的有限变形塑性理论。而选用

对数应变和旋转 Kirchhoff 应力则无上述问题,小变形塑性理论的成果都可无障碍地推广至有限变形。由此可见,建立有限变形塑性理论的最佳途径就是选用对数应变和旋转 Kirchhoff 应力。

参考文献

1 Gurson AL. Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: part I-yield criteria and flow rules for porous ductile media. ASME,J Eng Mater Tech Trans,1977,99: 2～15

2 Aravas N,McMeeking RM. Microvoid growth and failure in the ligament between a hole and a blunt crack tip. Int J Fract, 1985,29: 21～38

3 Needleman A. A continuum model for void nucleation by inclusion debonding. J Appl Mech,1987,54: 525～531

4 黄文彬等. 杆件有限变形时的泊松比. 力学与实践,1997,19(3): 30～31

5 徐春晖,黄文彬等. 金属有限变形问题中应力应变的选择. 中国农业大学学报,2000,5(4): 30～34

自适应桁架结构形状最优控制[①]

隋允康　龙连春
(北京工业大学机电学院,北京 100022)
任礼行　成　利
(香港理工大学机械工程系,香港九龙红磡)

摘要　构造了自适应桁架结构中以最大节点位移分量极小化为目标的控制模型,利用自适应桁架结构中作动器对杆件长度的调节作用,实现了自适应桁架结构对节点位移的最优控制。用数值方法模拟了该优化模型对结构位移控制的效果,实例表明该方法具有较好的控制位移的能力。对静不定桁架结构,当结构中单元应力超过许用应力时,该模型还可减小结构中的最大应力。

关键词　自适应结构,形状控制,最优化

引　言

为了保证精密结构的形状和精度,设计人员在设计阶段必须对结构的工作环境和载荷情况有完全清楚的了解,然而在实际使用中,结构载荷受许多随机因素的影响,因而在设计阶段难以确定结构的真实载荷情况;即使对结构的载荷了解清楚了,为了保证精密结构的形状或精度,也只能采取被动的方法,如增加结构重量和截面积,增加约束等方法来提高结构刚度,而这也无法消除载荷变化产生的结构变形,因而难以满足现代精密结构的要求。

自适应结构可以感知周围环境的变化,并根据这一变化对应的载荷的变化作出相应反应,因而自适应结构的研究和应用在精密复杂结构等领域得到了快速发展[1~11]。关于自适应结构的振动控制是当前研究的一个热点[3,4,10~15]。利用自适应结构对结构进行形状控制和位移控制的研究工作也取得了进展[16~24],特别是在如空间天线等精密结构领域。采用工程优化的建模和求解方法,对自适应静不定桁架结构进行最优控制,在改善结构工作状态、降低工作应力方面的研究工作也得到了发展[25~27]。

本文把文献[26,27]的提高结构强度的研究发展为在保证结构强度的同时提高结构刚度,首次提出用规划方法最小化节点位移分量的控制模型。该模型不仅适合于静定桁架结构也适合于静不定桁架结构。利用自适应结构中作动器对杆件长度的调节作用,在考虑结构强度的同时提高结构刚度。以极小化自适应桁架结构最大节点位移分量作为目标。通过目标函数、约束条件的显式化和模型的转化,构造了自适应桁架结构位移的控制模型;进而编制了通用程序,进行了数值算例的计算。

---

① 国家自然科学基金委(10072005)、北京市自然科学基金委(3002002)、北京市教委(99LG-11)和香港理工大学研究委员会资助课题。

1 控制模型的建立

设结构共有 n 根杆；p 根杆中有内置作动器；k 号作动器的许可轴向变形量为$\bar{\Delta}_{ak}$，许用轴向力为 $\bar{F}_k$；有 q 个节点自由度要求控制位移。构造如下控制模型

$$\begin{cases} \text{求} \quad \delta_k \quad \text{使} \quad \max(|u_j|) \rightarrow \min \\ \text{s.t.} \quad \sigma_i^c \leqslant \sigma_i \leqslant \sigma_i^t \\ \qquad -\bar{F}_k \leqslant N_k \leqslant \bar{F}_k \\ \qquad -\bar{\Delta}_{ak} \leqslant \Delta_{ak} \leqslant \bar{\Delta}_{ak} (k = 1, \cdots, p; i = 1, \cdots, n) \end{cases} \tag{1}$$

式中，δ_k 为杆件轴力为 0 时，k 号作动器主动工作产生的轴向变形；u_j 为 j 号控制节点自由度的位移量；σ_i 为 i 号杆的工作应力；σ_i^t、σ_i^c 分别为 i 号杆的许用拉、压应力；Δ_{ak}为 k 号作动器的总轴向变形量；N_k 为 k 号杆的轴力。

模型(1)离求解还有很大距离，首先是目标函数与应力约束函数等都是控制变量 $\delta_k (k = 1, \cdots, p)$ 的隐函数；其次，这是一个不可微规划。为此必须进行一系列的处理。

节点位移可表示成作动器主动变形的线性函数，即

$$u_j = u_j^0 + \sum_{k=1}^{p} \bar{u}_{jk} \cdot \delta_k \tag{2}$$

式中，$\bar{u}_{jk} = \dfrac{\partial u_j}{\partial \delta_k}$。

对静不定结构，当某根杆的长度发生变化时，会引起结构应力重分布。设 k 号作动器有单位主动伸长 $\delta_k = 1$ 时，在 i 号杆中引起的内力变化值为 $\bar{n}_{ik}$，按叠加原理，i 号杆的内力为

$$N_i = N_i^0 + \sum_{k=1}^{p} \bar{n}_{ik} \cdot \delta_k \tag{3}$$

式中，N_i^0 为所有作动器无主动变形时 i 号杆的工作内力。

为了把难以求解的不可微规划(1)化为易于求解的可微规划，引入新变量 ε，使在 $|u_j| \leqslant \varepsilon, \varepsilon \geqslant 0$ 条件下用 $\varepsilon \rightarrow \min$ 代替原目标，于是控制模型(1)转化为如下表达式

$$\begin{cases} \text{求} \ \delta_k \quad \text{使} \ \varepsilon \rightarrow \min \\ \text{s.t.} \quad -\varepsilon \leqslant u_j \leqslant \varepsilon \\ \qquad \sigma_i^c \leqslant \sigma_i \leqslant \sigma_i^t \\ \qquad -\bar{F}_k \leqslant N_k \leqslant \bar{F}_k \\ \qquad -\bar{\Delta}_{ak} \leqslant \Delta_{ak} \leqslant \bar{\Delta}_{ak} \\ \qquad \varepsilon \geqslant 0 (k = 1, \cdots, p', j = 1, \cdots, q', i = 1, \cdots, n) \end{cases} \tag{4}$$

应力约束可以做如下转换。由式(3)的内力表达式，可得 i 号杆基体部分的应力为

$$\sigma_i = \left(N_i^0 + \sum_{k=1}^{n} \bar{n}_{ik} \cdot \delta_k\right) \Big/ A_{bi} = \sigma_i^0 + \sum_{k=1}^{n} \bar{\sigma}_{ik} \cdot \delta_k \tag{5}$$

式中，$\bar{\sigma}_{ik} = \bar{n}_{ik} / A_{bi}$为 k 号作动器杆有单位主动伸长时，i 号杆件基体部分的应力变化值；设 i 号杆件材料的许用拉、压应力分别为 σ_{bi}^t 和 σ_{bi}^c；由于杆件基体部分的内力可表示为 $\sigma_{bi} \cdot A_{bi}$，杆的许用轴力为

$$
\begin{cases} N_i^t = \min\{\sigma_{bi}^t A_{bi}, \bar{F}_i\} & (N_i \geqslant 0) \\ N_i^c = \max\{\sigma_{bi}^c A_{bi}, -\bar{F}_i\} & (N_i < 0) \end{cases} \tag{6}
$$

应力约束条件及作动器轴力约束条件转化为

$$
-N_i^c \leqslant N_i^0 + \sum_{k=1}^{p} \bar{n}_{ik} \cdot \delta_k \leqslant N_i^t \tag{7}
$$

作动器轴向变形约束的转换如下进行。因作动器在外载作用下的初始轴向变形为 $\delta_k^0 = N_k^0 / K_{ak}$，这里，$K_{ak}$ 为作动器部分的刚度，取

$$
\bar{\delta}_k = \max\{0, \delta_k^0\} \tag{8'}
$$

$$
\underline{\delta}_k = \min\{0, \delta_k^0\} \tag{8''}
$$

则有，$\delta_k \leqslant \bar{\Delta}_{ak} - \bar{\delta}_k$ 及 $\delta_k \geqslant -\bar{\Delta}_{ak} - \underline{\delta}_k$，为方便引入

$$
\delta_k' = \delta_k + \bar{\Delta}_{ak} + \underline{\delta}_k \tag{9}
$$

通过上述推导和转化，把约束显式表达代入控制模型(4)中，则可表示成下式

$$
\begin{cases} \text{求 } \delta_k', \quad \varepsilon \text{ 使 } \varepsilon \to \min \\ \text{s.t.} \quad -u_j^0 \leqslant \sum_{k=1}^{p} \bar{u}_{jk} \cdot \delta_k - \varepsilon \leqslant u_j^0 \\ \quad -N_i^c + N_i^0 - \sum_{k=1}^{p} \bar{n}_{ik}(\bar{\Delta}_{ak} + \underline{\delta}_k) \leqslant \sum_{k=1}^{p} \bar{n}_{ik} \cdot \delta_k' \leqslant N_i^t - N_i^0 + \sum_{k=1}^{p} \bar{n}_{ik}(\bar{\Delta}_{ak} + \underline{\delta}_k) \\ \quad \delta_k' \leqslant 2\bar{\Delta}_{ak} + \underline{\delta}_k - \bar{\delta}_k, \delta_k' \geqslant 0, \varepsilon \geqslant 0 (k = 1, \cdots, p; j = 1, \cdots, q; i = 1, \cdots, n) \end{cases} \tag{10}
$$

以上为标准线性规划，求解出 δ_k' 和 ε，再由式(9)求出 δ_k。

2 数值算例

天线结构——取轴对称的一部分，为 11 杆静不定桁架，尺寸如图 1 所示(单位 cm)。基体材料弹性模量取 $E = 6.9 \times 10^{10}$Pa，许用应力 $\sigma^t = 20 \times 10^6$Pa，$\sigma^c = -20 \times 10^6$Pa，各杆横截面积均为 1cm²。作动器材料弹性模量取 $E = 6.3 \times 10^{10}$Pa，作动器长 200mm，$\bar{F}_a = 2$ kN，$\bar{\Delta}_a = 0.9$mm。载荷工况为：$P_1 = 1280$ N，$P_2 = 880$ N，$P_3 = 420$ N，力的方向可在铅垂向下及与 x 轴成 45°的整个范围内变化(如图 1)。位移约束为 1、3、5 号节点位移分量尽可能小。这里又讨论二种作动器布置情况：①在所有杆上装有作动器；②在 1-2、1-3、3-4、3-5、5-6 杆上装有作动器。

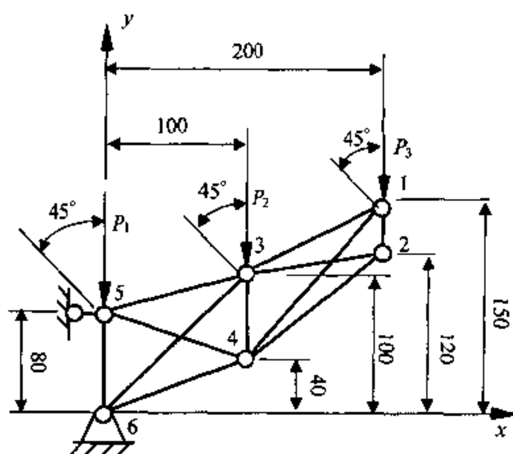


图 1 天线 11 杆结构受可变方向载荷

由图 2 可以看出，方案 1 中，所有有位移要求的点的位移都达到了 0；方案 2 中，11 根杆中

只有5个作动器，有位移要求的点其位移分量不为0，最大节点位移分量为0.0762 mm，而原位移分量最大值为1.7632 mm，因此，调控后的最大节点位移分量仅为原位移分量最大值的4.32%。

图3所示为结构中最大应力情况，结构许用应力为20MPa，在调控前，当载荷倾角增大后，结构中最大应力超过了许用应力，但在两种调控方案中，尽管初始时应力比原结构有增加，但其应力总是控制在许可范围内，从而显示其对超载情况具有一定的调控能力。

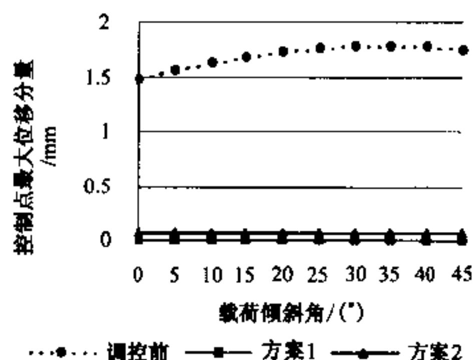


图2 控制点最大位移分量

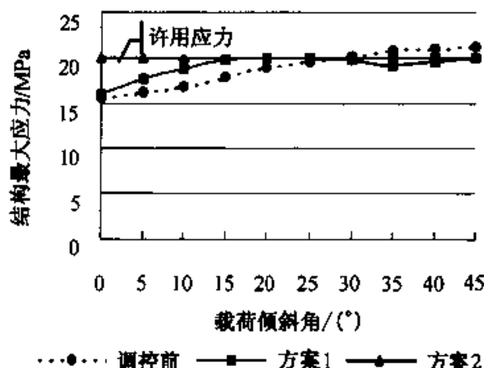


图3 结构最大应力

上述三例说明，位移控制模型可用于平面桁架和空间桁架；可用于静定桁架结构，也可用于静不定桁架结构。应用于静定桁架时，不会改变结构应力；应用于静不定桁架时，在结构应力超过许用应力时，具有一定的降低最大应力的能力。根据变形情况，可采用压电堆作动器或形状记忆合金作动器来实现。

3 结语

以控制节点的最大位移分量最小为目标，考虑结构应力及作动器性能参数等约束条件的最优位移控制模型，可以有效实现单点或多点位移控制；当结构应力超出许用应力时，在进行位移控制的同时，对静不定结构，还可以降低结构中的最大应力，改善结构的受力；对静不定结构，当作动器的数目较少时，如果作动器分布合理，也可实现对结构位移的有效控制；对静定桁架结构，对位移的调控不会导致应力的变化。该优化控制模型对控制结构所有节点位移及部分节点位移的情况都有较好的效果。当结构只有一部分杆件安装作动器时，也可以达到调控的目的，如何使作动器布置最经济合理，有待进一步研究。

参 考 文 献

1 Reinhom AM, Manolis GD. Current state of knowledge on structural control. Shock Vibration Digest, 1985, 27(10): 7～16

2 Crawley EF. Intelligent structures for aerospace: A technology overview and assessment. AIAA Journal, 1994, 32(8)

3 Tzou HS, Anderson GL. Intelligent structural systems. Kluwer Academic Publishers, 1992

4 Clark RL, Saunders WR, Gibbs GP. Adaptive structures-dynamics and control. A Wiley-Interscience Publication, 1997

5 陈树勋. 精密复杂结构的几种现代设计方法. 北京：北京航空航天大学出版社，1992

6 Yen GG. Identification and control of large structures using neural networks. Computers & Structures, 1994, 52(5): 859～

870.

7 Wada BK, Fanson JL, Crawley EF. Adaptive structures. Journal of Intellgent Materials Systems and Structures, 1990, 1(2): 157~174

8 Rao SS, Pan TS. Modeling, control and design of flexible structures: A survey. Applied Mechanics Review, 1990, 43(5): 99~117

9 Miura K, Furuya H. Adaptive structure concept for future space applications. AIAA journal, 1998, 26(8): 995~1002

10 Seltzer SM. Dynamics and control of large space structure: An overview. Journal of the Astronautical Science, 1979, Vol. XXVII, No. 2: 95~101

11 张令弥. 智能结构研究的进展与应用. 振动、测试与诊断. 1998, 18(2): 79~84

12 Devasia S, Meressi T. Piezoelectric actuator design for vibration suppression: Placement and sizing. Journal of Guidance, Control and Dynamics, 1993, 16(5): 859~864

13 Dosh J, Leo D, Inman D. Modelling and control of vibration suppression of flexible active structures. Journal of Guidance, Control and Dynamics, 1995, 18(2): 340~346

14 Valoor MT, Chandrashekhara K, Agarwal S. Active vibration control of smart composite plates using self-adaptive neuro-controller. Smart Materials and Structures, 2000, 9(2): 197~204

15 Huang SY, Natori MC, Kohichi M. Motion control of free-floating variable geometry truss. Journal of Guidance, Control and Dynamics. AIAA, 1996, 19(4): 756~763

16 Haftka RT, Adelman HM. Selection of actuator locations for static shape control of large space structures by heuristic integer programming. Computers & Structures, 1985, 20(1-3): 575~582.

17 Fanson JL, Anderson EH. Active structures for use in precision control of large optical systems. Optical Engineering, 1990, 29(11): 1320~1327

18 Miura K, Miyazaki Y. Concept of the tension truss antenna. AIAA Journal, 1990 28(6): 1098~1104

19 Maclean BJ, Draper JL, Misra MS. Development of a shape memory material actuator for adaptive truss applications. Journal of Intelligent Material Systems and Structures, 1991, 2(3): 661~280

20 Tanaka M, Hanahara K. Stochastic approach to static control of adaptive truss under imperfection of adjustable member lengths. Journal of Intelligent Material Systems and Structures, 1992, 3(4): 617~630

21 Shibuta S, Morino Y, Shibayama Y, et al. Adaptive control of space truss structures by piezoelectric actuator. Journal of Intelligent Material Systems and Structures, 1992, 3(4): 697~718

22 Rossi MJ, Austin F, Vannostrand W. Active rib experiment for shape control of an adaptive wing. Collection of AIAA Papers-34th AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamic, and Materials Conference. 1993, Apr. 19-22, AIAA Washington DC USA Publisher. 3485~3487

23 Batr RC, Liang XQ. Shape control of vibration simply supported rectangular plates. AIAA Journal, 1996, 14(1): 116~128

24 Saggere L, Kota S. Static shape control of smart structures using compliant mechanisms. AIAA Journal, 1999, 37(5): 572~578

25 隋允康. 建模·变换·优化—结构综合方法新进展. 大连:大连理工大学出版社, 1996

26 隋允康, 邵建义. 自适应超静定桁架结构强度控制的研究. 固体力学学报, 2001, 2(22): 136~142

27 隋允康, 邵建义. 自适应超静定桁架结构强度控制能力的提高. 应用力学学报, 2001, 1(18): 97~103

碳纤维薄板增强砼缺口试件破坏模式的研究[①]

黄培彦[1]　罗立峰[1]　张桂森[2]　黄彦虎[1]　王泉清[1]

(1.华南理工大学交通学院,广州 510640;　2.广州市公路局,广州 510080)

摘要　利用纤维薄板(纤维布)对混凝土构件进行加固或修补以提高其承载能力及延长使用寿命是一种新的先进补强方法。本文以粘贴有不同长度纤维薄板以及设置不同缺口高度的混凝土三点弯曲缺口试件为研究对象,采用有限元数值分析与实验研究相结合的方法,探讨试件缺口端部以及混凝土与纤维薄板的界面附近的应力分布及其变化趋势,分析纤维薄板长度和缺口高度对这些应力场的影响,并找出应力场的变化、裂缝扩展与试件破坏模式之间的关联。

关键词　纤维薄板,缺口试件,应力场,破坏模式,混凝土

引　言

采用粘贴高强纤维薄板(纤维布,Fiber-Sheet)的方法对混凝土构件进行加固补强或维修是一种先进的补强方法。有关纤维薄板补强混凝土构件的研究已日益为国内外专家、学者所重视[1~4]。为探明纤维薄板增强混凝土构件的破坏机理,提出其优化设计方法,构件中裂缝缝端应力场、纤维薄板与混凝土构件的界面的应力分布、构件的破坏模式及其极限承载力的研究是至关重要的。为此,作者等在文献[5,6]中对带缺口的纤维薄板增强混凝土及素混凝土三点弯曲梁试件缺口端部的应力场、纤维薄板与混凝土的界面的应力场进行了有限元分析,在文献[7]中对纤维薄板增强混凝土三点弯曲缺口梁试件的极限承载力进行了试验研究,得到了一些很有意义的结果。为了深入探讨该类试件的破坏机理,提出其优化设计方法,本文以粘贴有不同长度纤维薄板以及设置不同缺口高度的混凝土三点弯曲缺口试件为研究对象,采用有限元数值分析与实验研究相结合的方法,探讨试件缺口端部以及混凝土与纤维薄板的界面附近的应力分布及其变化趋势,分析纤维薄板长度和缺口高度对这些应力场的影响,并试图找出应力场的变化、裂缝扩展与试件破坏模式之间的关系。

1　有限元分析模型

力学分析模型为带缺口的纤维薄板增强混凝土三点弯曲梁试件(图1),试件尺寸为0.1m×0.1m×0.45m,V型切口深度0.02m,切口角度30°。

试件材料设定为C40混凝土,并以此来确定其配合比(质量比)。试验用素混凝土的配合

① 国家自然科学基金(19972020)和广东省自然科学基金(990567)资助项目,广东省科委重点攻关项目(99M02104G)。

图 1　纤维薄板增强混凝土三点弯曲试件

比及拌和物的组分以及混凝土的性能试验如文献[7]所示。文献[7]的测试结果表明，所用混凝土材料的弹性模量 $E_c=30\text{GPa}$，泊松比为 0.20，混凝土抗折强度为 5.15MPa。

纤维材料采用进口碳纤维 T300-3K，其抗拉强度为 3500MPa，弹性模量 $E_f=400\text{GPa}$，延伸率为 1.5%；FS 预浸带的基体材料为环氧树脂，预浸带厚度 5×10^{-4}m，其弹性模量 $E_{cf}=240\text{GPa}$，抗拉强度为 2100MPa，泊松比为 0.29。

根据作者等的前期研究结果[5~7]，本研究以虚拟裂缝模型为基础建立有限元分析模型，并作如下处理(图 2)：

① 分析模型按线弹性理论和平面应变状态处理，所用单元为四边形单元。

② 缺口端部及裂缝尖端附近的网格尺寸为 0.0025m。

③ 纤维薄板与混凝土为完全固结，不考虑粘结层的作用；假设纤维薄板与混凝土在粘贴处(界面)变形协调，不产生相对滑移。

④ 考虑到碳纤维薄板很薄，为保证计算精度，纤维薄板的单元尺寸取为该薄板厚度的大小(0.0005m)。

⑤ 考虑到分析模型的对称性，试件的有限元计算模型分别取其一半(图 2 为计算模型中缺口附近的单元网格)。计算模型的单元数为 13710，节点数为 41763。

图 2　缺口附近的单元划分

2　数值分析结果及讨论

利用 ANSYS5.5 软件，按图 1 所示计算模型和图 2 所示网格划分，考虑粘贴碳纤维薄板长度 L 分别为 0.2m，0.3m，0.4m，0.45m，以及缺口端部裂缝扩展量分别为 0.01m，0.03m，0.05m的几种情况，在集中载荷 $P=20\text{kN}$ 的作用下，对碳纤维薄板增强混凝土缺口试件的应力场在线弹性变形范围内进行了数值分析，并对试件的破坏过程及其破坏模式进行了预测。

2.1　缺口端部附近区域的“过应力区”

当 $a_0=0.02\text{m}$，$L=0.45\text{m}$ 时，由有限元计算得到的试件缺口端部沿 Y 轴的应力分量 σ_x 的变化情况示于图 3。由图 3 可知，当载荷比较大时，缺口端部附近区域出现一个大于混凝土抗折强度(5.15MPa)的“过应力区”。根据最大拉应力理论，当混凝土所受拉应力大于或等于混凝土的抗折强度时，混凝土将开裂。为此，上述“过应力区”可视为试件的微裂区，裂缝将在

该微裂区内扩展。

改变裂缝的尺寸 a，采用上述有限元方法进行计算，并对计算结果进行拟合可得“名义裂缝尖端”[7]处的拉应力 σ_l(MPa)与裂缝尺寸 a(mm)的关系(图4)为

$$\sigma_l = -0.0039a^2 + 0.178a + 8.62 \tag{1}$$

由图4可知，名义裂缝尖端处的拉应力随着裂缝的扩展而降低。当裂缝尺寸较大时(例如$a>0.03$m)，该拉应力迅速减小，并在某一裂缝尺寸处下降到混凝土破坏(按照最大拉应力理论)的临界值，即

$$\sigma_l = \sigma_0 = 5.15(\mathrm{MPa}) \tag{2}$$

由式(1)和式(2)可求得裂缝停止扩展的临界裂缝尺寸：$a_c = 0.06$m。

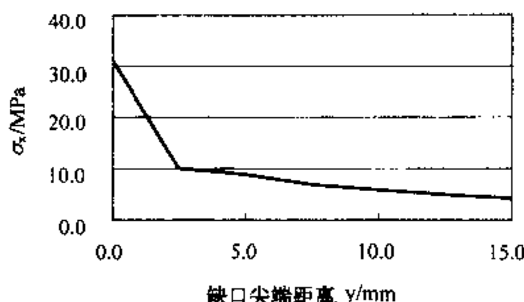


图3 缺口端部附近区域的应力分布

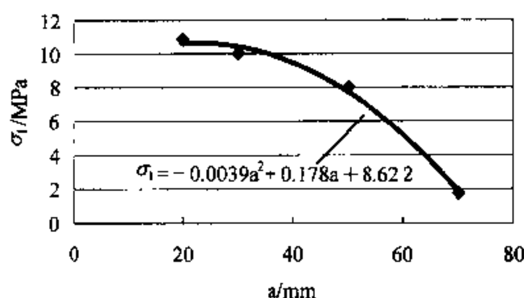


图4 名义裂缝尖端处拉应力与裂缝尺寸的关系

上述分析结果表明，当缺口端部的裂缝扩展后，若在相同载荷作用下，由于试件底部的纤维薄板的增强作用(抑制裂缝的扩展)，裂缝尖端附近的“过应力区”尺寸将逐渐缩小，并最终消失，从而使该裂缝停止扩展。

另一方面，改变纤维薄板的粘贴长度 L，对图1所示试件的有限元分析结果表明，纤维薄板的粘贴长度 L 对缺口端部裂缝尖端附近的应力场几乎没有影响。

2.2 界面处混凝土一侧的“过应力区”

由图3所示有限元计算结果可知，在较大载荷的作用下，碳纤维薄板增强混凝土三点弯曲缺口试件的两个区域出现“过应力区”，其中之一是第2.1节所示缺口端部裂缝尖端附近的“过应力区”，另一个则出现在纤维薄板与混凝土的界面的混凝土一侧。为探讨界面处“过应力区”的变化规律，下面分别从不同的纤维薄板长度和裂缝长度来分析它们对试件界面处应力场的影响。

2.2.1 纤维薄板长度的影响

对8种不同长度的纤维薄板增强混凝土缺口试件的应力场进行有限元分析，其计算结果表明，纤维薄板长度 L 对纤维薄板与混凝土的界面的应力场影响较大。当 $L/S<3/8$(S 为两支点间距离)且载荷较大时，界面的混凝土一侧出现一个宽度超过纤维薄板长度 L 的“过应力区”；当 L 增加($L/S>3/8$)时，该“过应力区”会演变为两个区域，其中一个较大的区域(宽度：D_1)在纤维薄板粘贴范围内，另一个较小的区域(宽度：D_2)在纤维薄板粘贴范围外。当纤维薄板长度增加时，D_1 迅速增大，并在 $L/S>3/4$ 后趋于一定值(图5)；D_2 则随着 L/S 的增加而减小，最终趋于零(图6)。也就是说，当纤维薄板足够长时，宽度为 D_2 的小“过应力区”将会消失。

对有限元计算结果进行回归，可分别得到 D_1，D_2 与 L/S 的关系式

$$2D_1/S = -1.22\alpha^4 + 5.14\alpha^3 - 7.88\alpha^2 + 5.25\alpha - 0.780 \quad (\alpha = L/S) \tag{3}$$

$$2D_2/S = 0.854\alpha^4 - 4.32\alpha^3 + 7.40\alpha^2 - 5.35\alpha + 1.41 \quad (\alpha = L/S) \tag{4}$$

由式(3)和式(4)，可方便地预测纤维薄板与混凝土的界面处的"过应力区"的变化规律。

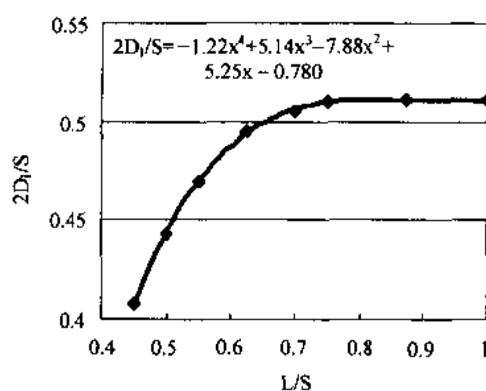


图5 D_1 与 L/S 的关系

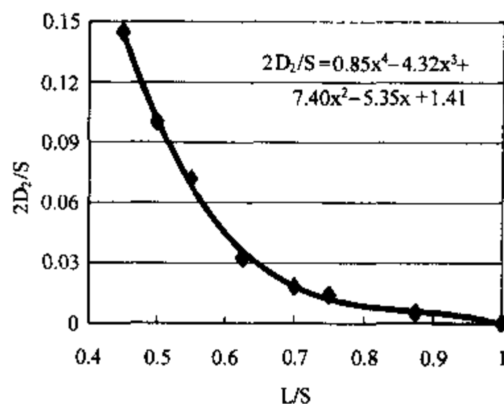


图6 D_2 与 L/S 的关系

2.2.2 裂缝长度的影响

改变裂缝的尺寸 a，对图1所示试件进行有限元分析。计算结果表明，裂缝尺寸 a 对纤维薄板与混凝土的界面的应力场的影响不大，而且缺口端部裂缝扩展后，界面的混凝土一侧的较大的"过应力区"宽度 D_1 基本不变。

2.3 试件破坏模式的预测

如上所述，按照最大拉应力理论，上述"过应力区"可视为试件的微裂区，裂缝将在该微裂区内扩展。因此，根据"过应力区"出现的先后顺序及其变化情况，可对试件破坏过程及其破坏模式进行预测。预测结果如下：

① 试件在集中载荷作用下，缺口端部、以及纤维薄板与混凝土的界面靠近缺口根部的混凝土一侧出现应力集中区域；当载荷足够大时，该两区域出现"过应力"现象，并导致缺口端部产生Ⅰ型裂缝。

② 当载荷继续增加时，缺口端部的Ⅰ型裂缝迅速扩展；随着该裂缝的扩展，裂尖附近区域的应力值逐渐减小，该处的"过应力区"最终消失，Ⅰ型裂缝停止扩展。

③ 上述Ⅰ型裂缝的扩展并不影响界面处混凝土一侧的"过应力"区域的大小，但"过应力"区域内的应力值有增大的趋势。

④ Ⅰ型裂缝停止扩展后，在纤维薄板与混凝土的界面处的"过应力"区域内出现宏观斜裂缝；这些宏观裂缝将形成一条主裂缝，在载荷的继续作用下，该主裂缝迅速扩展，致使试件中的混凝土部分断裂。

但是，上述"过应力区"的位置及其宽度 D 的不同会影响试件的破坏模式。当 $L/S < 3/8$ 时，将会在纤维薄板端部附近的混凝土底部产生主裂缝，并导致试件迅速断裂破坏；当 $L/S \geq 3/4$ 时，导致试件断裂破坏的主裂缝会出现在纤维薄板粘贴范围内(D_1 内)。

⑤ 对于后一种情况，混凝土部分断裂后，纤维薄板与混凝土发生剥离破坏，并导致试件完

全破坏。

3 实验验证

为验证上述有关试件破坏过程及其破坏模式的预测结果的正确性,本研究按照作者等在文献[7]所示的试验条件,对具有不同初始裂缝长度 a_0($a_0=0.02,0.05$m)和不同纤维薄板长度 L($L=0.2,0.3,0.4,0.45$m)的 7 组试件进行了实验研究。实验结果分析如下。

3.1 缺口端部Ⅰ型裂缝的扩展情况

当作用荷载增大到一定程度后,试件首先在其缺口端部产生Ⅰ型裂缝,该裂缝随着荷载的不断增加而迅速扩展。对于纤维薄板增强混凝土缺口试件,当裂缝长度 a 达到 0.065～0.07m 时,该裂缝停止扩展(图 7 中 Q3,Q5,Q7,Q8,Q9 试件)。这一实验结果与从式(1)、式(2)求得的裂缝停止扩展的临界尺寸($a_C=0.06$m)接近。



图 7 各种试件的裂缝扩展及破坏模式(Q2,Q11 为无纤维增强试件)

3.2 试件底部混凝土中的斜裂缝

对于纤维薄板增强试件,缺口端部Ⅰ型裂缝停止扩展后,若继续增加荷载,则在试件底部混凝土一侧出现一些宏观裂缝。这些宏观裂缝随着荷载的增加而逐渐发展成为一条倾斜的主裂缝(图 7),该主裂缝的扩展将导致试件中混凝土部分的断裂。这一实验结果与第 2 节所示分析和预测结果相同。

3.3 试件的破坏模式

由图 7 可知,纤维薄板增强试件与无纤维增强试件的破坏模式明显不同,而且,纤维薄板长度 L 的不同也会改变试件的破坏模式。按照试验条件可分类为:

① 无增强试件($L=0$,Q2,Q11):在缺口端部起裂形成Ⅰ型裂缝,尔后随着荷载的增加,裂缝沿着荷载作用方向迅速扩展,并导致试件断裂破坏。

② $L=0.2$m 的增强试件(Q3,Q9):首先在缺口端部起裂形成Ⅰ型裂缝,裂缝沿着荷载作用方向扩展,但当Ⅰ型裂缝长度达到 a_c 时该裂缝停止扩展;尔后随着荷载的增加,在试件底部纤维薄板的端部附近混凝土一侧出现斜裂缝,由该斜裂缝的扩展导致试件断裂破坏。

③ $L=0.4$m,0.45m 的增强试件(Q8,Q7):缺口端部的Ⅰ型裂缝的扩展情况与②相同,但试件底部的斜裂缝产生在纤维薄板粘贴范围内(即第 2 节所示的 D_1 内)。随着该斜裂缝的扩展将导致试件的混凝土部分断裂,并使纤维薄板与混凝土发生剥离破坏,最终导致试件完全破坏。

④ $L=0.3$m 的增强试件(Q5)：该类试件的破坏模式有一定的随机性，即有时会发生②的破坏模式，有时会与③的破坏模式相同。

以上实验结果与第 2 节中所示有限元分析、预测结果基本一致。

4 结语

在混凝土缺口试件的底部粘贴碳纤维薄板可以改变试件的应力分布，并导致试件破坏模式的变化，增加试件的承载力。有限元数值分析和实验结果表明，纤维薄板增强混凝土缺口试件的破坏模式决定于试件底部混凝土一侧过应力区的位置和大小，而纤维薄板的粘贴长度对试件混凝土部分的过应力区的位置和大小有很大影响。因此，为使试件沿着有利于提高其承载力的模式发生破坏，可取纤维薄板长度满足如下条件：$L/S \geqslant 3/4$。本研究结果对于探明纤维薄板增强混凝土构件的破坏机理，提出其优化设计方案等具有重要的意义。

参 考 文 献

1 Lane JS, Leeming MB, Fashole-Luke PS. Testing of strengthened reinforced and prestressed concrete beams. Construction Repair, 1997, (JANUARY/FEBRUARY): 10～13

2 涌井一，松本信之. 新素材纤维シートによる铁道高架桥の耐震补强, JSCE, 1997, 82(May): 10～12

3 荒木伸宏，松崎育弘，中野克彦 等. シート状连续纤维によりせん断补强されたRC梁の构造性能に关する实验的研究，コンクリート工学年次论文报告集，1997, 19(2): 207～212

4 赵彤，谢剑，戴自强. 碳纤维布加固钢筋混凝土梁的受弯承载力试验研究. 建筑结构，2000, 30(7): 11～15

5 孔德清，黄培彦. 纤维增强混凝土缺口试件应力场数值分析. 华南理工大学学报，2000, 28(4): 1～5

6 孔德清，黄培彦. 纤维薄板与混凝土界面应力场数值分析. 华南理工大学学报，2000, 28(7): 11～14

7 黄培彦，罗立峰，张桂森等 碳纤维增强混凝土缺口梁承载力试验研究. 实验力学，2001

材料强度理论和结构强度理论研究

俞茂宏 魏雪英 李建春 范 文 吉嶺充俊

(西安交通大学建筑工程与力学学院,西安 710049)

摘要 对20世纪50年代以来的材料强度理论和结构强度理论的研究结果进行小结。从数学上讲,前者研究的是点(但强度理论研究的点是一个六维或三维应力空间问题);后者研究的是场。点组成线、面和体,两者是紧密相关的。材料强度理论包括从单剪强度理论到八面体应力强度理论,再到双剪强度理论,从单一强度理论到统一强度理论,从外凸理论的下限到上限,以及从外凸理论到非凸理论的发展。结构强度理论包括弹塑性应力场、应变场、滑移线场(平面应变)。特征线场(平面应力和空间轴对称)、板壳等结构的极限分析以及结构弹性区、塑性区、破裂区的研究等。文中的论述均基于连续介质和工程应用的框架。

关键词 材料强度理论,结构强度理论,双剪强度理论,统一强度理论,统一滑移线场,统一特征线场

引 言

材料强度理论研究各种材料的强度随复杂应力状态改变而变化的规律,并建立相应的计算准则。结构强度理论研究结构在荷载增加的过程中从弹性到塑性到破坏的过程,以及结构在荷载作用下的强度和承载能力。从数学上讲,材料强度理论研究点(单元体)在一个二阶对称应力张量作用下的强度问题,是一个六维应力空间问题,即使对于各向同性材料,也是一个三维主应力空间问题,因此它并不是一个简单的点。它的复杂性,使它像结构强度理论一样,始终成为一个没有解决的问题,广泛吸引着来自力学、材料科学、数学、物理和工程领域的众多研究者。使它成为固体力学研究中最重要和最普遍的基本问题之一,也是力学与工程应用联系最直接和最广泛的领域。因此,它们的研究在理论上和实际中都有重要的意义。

在20世纪,这些研究取得了巨大的发展,并为人类的科学技术和经济发展作出了巨大的贡献。但总的讲,在20世纪上半叶,在欧洲由于第一次和第二次世界大战,在亚洲由于日本对中国和朝鲜等国的长期侵略和对亚洲其他国家的战争,材料强度理论和结构强度理论的发展是缓慢的。这一时期,材料强度理论的研究长期停留在对单剪强度理论的修正和经验描述以及对八面体剪应力理论的各种解释和补充阶段,结构强度理论的研究主要集中在各种结构的弹性应力分析。20世纪下半叶是一个较大发展的时期。但在中国,从1966年到1977年的12年,由于大学停课,学报停办,知识青年下农村,科研人员下放劳动等影响,发表的论文几近于零,而其影响前后可达25年,主要的发展是在改革开放后的80年代和90年代的20年。

本文分材料强度理论和结构强度理论两部分进行小结。文中主要介绍中国学者的研究,但由于基础理论研究是世界性的,不分国界的,文中内容都从世界创新的角度来论述。

1　材料强度理论研究

1.1　概况

20 世纪 50 年代,是战后力学的大发展时期。固体力学中虽然大量的研究仍然集中于各种结构的弹性应力求解,但在欧洲、美国和苏联已进行了大量的塑性力学研究。在 1950 年左右,几乎同时出现了四五本塑性力学的著作。这时期主要内容是金属塑性力学。1960 年在布朗大学召开的以塑性力学为主题的结构力学会议是这一时期的研究的总结。在这一时期写的材料力学也是此前有关工作的总结。

塑性力学研究要求了解材料强度和变形在复杂应力作用下的变化规律和初始条件。当时已有 Tresca 准则和 Mises 准则。由于 Tresca 准则没有考虑中间主应力,而 Mises 准则不但考虑了中间主应力,并且有很漂亮的数学表达式,因此材料强度理论研究主要集中在对 Mises 准则的各种物理解释和推广应用。美国塑性力学研究的主要中心布朗大学的著名学者 Prager 和 Drucker 于 1952 年将 Mises 准则推广到土体,形成了现在著名的 Drucker- Prager 准则。当时在布朗大学的王仁院士和 Hopkings 以及 Prager,Drucker 等应用 Mises 准则和 Tresca 准则求得了板壳等结构的一系列极限荷载解[1~3]。与此同时,在苏联,依留辛、索可洛夫斯基等院士进行了一系列有关屈服条件的研究,材料及强度理论的研究,并对达维靖可夫,弗里特曼院士于 20 世纪 40 年代提出联合强度理论进行了广泛的介绍和推广。我国黄克智院士、熊祝华教授、杨桂通教授等于 20 世纪 50 年代在苏联应用 Tresca 准则和 Mises 准则对结构极限进行了深入研究,得出了一批自己的解,并在苏联发表。王仁先生的专著[4]中对此进行了介绍。

1.2　从单剪强度理论到三剪理论到双剪强度理论

单剪强度理论是所有外凸理论的下限,这早已为大家所了解。但相对应的外凸理论的上限是否存在? 如果存在,它又是什么理论? 这些问题在 20 世纪 80 年代前并没有明确的认识。对应于单剪强度理论的不足,各国提出了大量以八面体剪应力或 J_2 表述的修正强度理论。沈珠江院士在 20 世纪 80 年代对此进行了总结,并称之为三剪理论[5]。到现在为止已有几十种之多,它们都是介于外凸理论上下限之间的各种曲线形式准则。它们的 π 平面极限线如图 1 所示。

图 1 表示了强度理论从单剪到三剪到双剪的发展。其中外凸理论的上限则于 1985 年被发现,即俞茂宏于 1985 年在中国科学发表的广义双剪强度理论[6]。俞茂宏于 1961 年提出的双剪屈服准则是双剪强度理论对拉压强度相同材料的一个特例。

以上各种强度理论都只能适用于某一类材料的单一强度理论和外凸强度理论,从单一强度理论到可以适用于金属、岩石、土、混凝土、聚合物等的统一强度理论的发展则于 1991 年被提出[7]。统一强度理论不仅覆盖了外凸理论的所有区域,而且从外凸理论发展到非凸理论,如图 2 所示。非凸理论虽然可以由统一强度理论导出,但尚未被充分研究。

关于强度理论的发展的较详细的论述可见俞茂宏在 Applied Mechanics Review 上发表的一篇文章[8]和即将出版的二本专著[9,10],限于篇幅,这里不再详述。

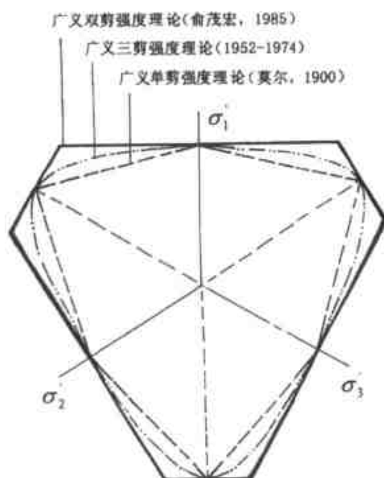


图 1　强度理论的发展

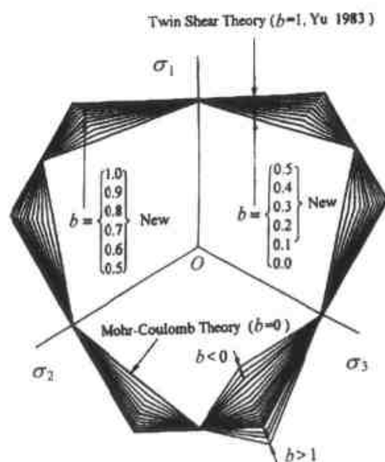


图 2　统一强度理论 π 平面极限线

2　结构强度理论研究

2.1　概况

结构强度理论研究的范围很广，在 20 世纪 60 年代以前大部分的研究集中在各类结构的应力分析方面。20 世纪 50 年代以北京大学塑性力学研讨班为主在我国开展了塑性力学的推广和深入研究。清华大学、北京大学和中科院力学研究所的力学班也开展了相关的研究。当时从欧美回国的王仁、李敏华、张维、杜庆华等院士以及从苏联回国的黄克智院士、熊祝华、杨桂通等教授发挥了重要的作用，它们不仅在国外发表了很多有关板壳结构极限分析的论文，并且回国推动了我国在这一领域的研究工作，其主要成果是 1962 年在大连召开了全国结构极限分析会议，集中交流了全国有关结构强度理论的研究成果。

此后，由于全国范围的反修和四清运动以及接下来的文化革命，使发展起来的有关研究停顿下来，直至 20 世纪 80 年代初的改革开放。

20 世纪 80 年代以前的结构理论研究主要集中在结构应力分析，按常用的话讲，研究工作集中在等号的左边。结构强度理论研究则将等号两边联系起来，不仅研究结构的弹性状态和弹性极限，而且研究结构的超过弹性时的状态和塑性极限状态，并预计出结构极限承载能力，这一工作包括以下几个方面。

2.2　结构极限分析

这个工作于 20 世纪 50 年代和 60 年代由王仁院士等在美国[1~3]，黄克智院士、熊祝华和杨桂通教授等在苏联以及徐秉业教授在波兰等开始了这一工作。1959 年黄克智院士在苏联和清华大学学报发表板壳极限分析的论文，1963 年徐秉业教授在波兰发表了球壳极限分析的论文，1963 年大连理工大学的钱令希、钟万勰院士等在力学学报发表了关于极限分析变分原理和锥壳极限分析的论文，1965 年出版了有关极限分析会议的论文集。这方面的工作中断了 20 年之后，徐秉业等于 1983 年发表了一系列有关结构极限分析的论文。1985 年，1987 年分别出版了结构极限分析的两本专著，系统总结了这方面的研究成果。

以上结构极限分析基本上采用 Tresca 屈服准则和 Mises 屈服准则。到 20 世纪 80 年代后期，黄文彬教授、曾国平教授和李跃明博士等分别在力学学报和机械强度上发表用双剪应力准

则求解结构塑性问题的论文。到 90 年代末则在美国 J. Applied Mech, Int. J. of Solids & Structures, Int. J. of Mech Sci 发表了一系列采用俞茂宏于 1991 年提出的统一屈服准则的论文。这方面的文献可以在 Ma 的一篇最新论文中可以看到,它不但得到了一系列适用于不同材料的解,并且指出了采用 Tresca 屈服准则得出的一些不合理的结果[11]。

2.3 平面应变滑移线场

这方面工作的进展较少,1997 年俞茂宏等在土木工程学报发表了关于统一滑移现场理论的论文[12]。它可以比索可洛夫斯基院士的 Mohr-Coulomb 材料滑移线理论适合于更多的材料,并且得出更为合理的结果。

2.4 平面应力特征线场

这一问题在数学上求解有较大困难,长期没有新的进展,到 20 世纪 90 年代,严宗达教授采用双剪应力屈服准则,使这一工作得到新的进展[13],俞茂宏和张永强进一步推广为统一特征线场。

2.5 空间轴对称特征线场

这一问题在数学上求解很困难,在多数塑性力学书中也不作介绍。2001 年中国科学(E)发表俞茂宏和李建春等关于空间轴对称特征线场,建立起一个适用于从金属材料到岩土材料、陶瓷材料等的统一特征线场理论[14],并将它们应用到高速弹体的冲击侵彻问题的研究[15]。

2.6 弹塑性有限元

这方面,国内很多大学都作了大量工作,北京大学殷有泉教授、中科院武汉岩土力学所袁建新教授和葛修润院士以及同济大学孙钧院士、清华大学周维垣教授、西安科技学院刘怀恒教授、河海大学卓家寿教授等较早把它们应用到岩土工程分析,并编制专门的程序,在全国岩石力学与工程界得到较广泛的应用。北京航空航天大学在金属结构非线性有限元,清华大学、大连理工大学在混凝土结构非线性有限元,同济大学在地下结构和岩石工程结构强度分析中都作了大量贡献,并且推广到实际工程中。图 3 和 图 4 是长江科学院把 Mohr-Coulomb 理论和双剪强度理论作为材料模型装入非线性有限元程序,用于分析长江三峡高边坡船闸开挖的塑性区的分析结果[16]。从图内结果可知,两者塑性区产生的区域和发展规律是一致的,但 Mohr-Coulomb 理论得出的塑性区要多一些,范围也大一些,这与理论的预计是一致的。

结构强度理论研究还牵涉到材料屈服后的行为。这方面的问题比较复杂,至今还没有一个最好的方法,最常用的是关联的流动法则和非关联的流动法则,很多著作对这个问题进行了讨论[4,17~19]。俞茂宏、杨松岩等在文献[20]中将统一强度理论扩展为相连和不相连的流动法则,并编制了 FEM 程序。专著[17~19]中对材料和结构强度理论都有较深入的论述。

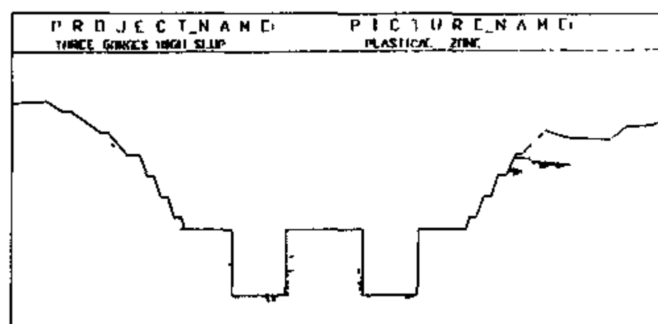


图 3 根据 Mohr-Coulomb 准则计算的塑性区

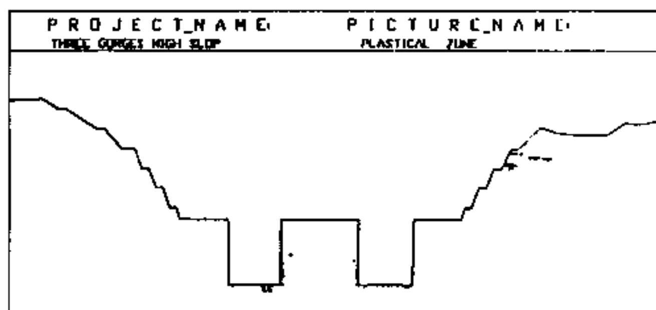


图 4　根据双剪强度理论计算的塑性区

3　强度理论效应和结论

强度理论是联系材料强度与结构强度研究的联结点。俞茂宏在中国科学院学术专著基金支持下的最新著作《双剪理论及其应用》,以双剪统一强度理论为基础,将材料强度理论与结构强度理论联系起来,进行了系统的论述[21]。孙钧院士和沈珠江院士的最新著作《岩土材料流变及其工程应用》[18]和《理论土力学》[19],则将孙钧的材料流变理论和结构流变理论结合起来,以及将沈珠江的土体理论与土体结构理论结合起来,形成了系统的成果,国际上近年来的一些有关专著很多都有这一特色。

近年来国际上发表了一系列关于屈服准则效应和破坏准则效应的论文,我们可统称之为强度理论效应。他们的研究表明,破坏准则的选取对结构极限分析,塑性成形,剪切带,动力分析,细观分析,高速冲击等都有较大的影响,有的研究者还指出,强度理论效应比计算方法的改进的影响大得多,这是可以理解的。如果计算方法的差别的误差为 10%,而不同屈服准则计算的结果可能相差 30%之多。有的研究还指出,采用不合适的强度理论甚至可以导致完全不正确的结果。例如将 Mises 准则或以 Mises 准则为基础的 J_2 理论应用到岩土工程结构或具有 SD 效应的高强度合金材料的结构,就可能如此。国际上发表的有关论文的结果不少是不能成立的。应该指出,国际关于屈服准则效应的研究所采用的屈服准则是分散零乱的,有的是不合理的,因此结构强度理论的研究也需要对材料强度理论的选用进行研究。统一强度理论界定了各种强度理论的范围,它覆盖了域内的所有区域,它为强度理论效应研究提供了一个有力的手段[8]。

本文内容结合岩土力学和结构工程较多些,还有其他方面内容,限于篇幅,尚未牵涉,可参见文献[8]。

参　考　文　献

1　Hopkins H G, Wang A J. Load carrying capacity of circular plates of perfectly-plastic material with arbitrary yield condition. J of Mech & Phys of Solids, 1954, 3: 117～129

2　Hopkins H G, Prager W. The load carrying capacities of circular plates. J of Mech & Phys of Solids, 1954, 2: 1～13

3　Hodge P G. Limit analysis of rotationally symmetric plates and shells. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1963

4　王仁,熊祝华,黄文彬著. 塑性力学基础. 北京:科学出版社,1998

5 沈珠江．关于破坏准则和屈服函数的总结．岩土工程学报，1995，17(1)：1～9

6 俞茂宏，何丽南，宋凌宇．双剪强度理论及其推广．中国科学(A)，1985，28(11)，1174～1183

7 Yu M H，He L N．A new model and theory on yield and failure of materials under the complex stress state，Mechanical Behaviour of Materials-6，Pergamon Press，1991，3：841～846

8 Yu M H．Advances in strength theory of materials under complex stress state in the 20th century．Applied Mechanics Review，2001

9 Yu M H．Unified strength theory and applications．Berlin：Springer，2001

10 俞茂宏等，混凝土强度理论及其应用(国家自然科学基金优秀成果专著)．北京：高等教育出版社，2001

11 Guowei M，Shoji Iwasaki．Plastic analyses of circular plates with respect to unified yield criterion．Int J of Mechanical Sciences，1998，40(10)：963～976

12 俞茂宏，杨松岩，刘春阳，刘剑宇．统一平面应变滑移线场理论．土木工程学报，1997，30(2)：14～26

13 严宗达．塑性力学基础．天津：天津大学出版社，1988

14 Yu MH，Li JC，Zhang YQ．Unified characteristics line theory of spacial axisymmetric plastic problem．Science in China(Series E)，2001，207～215

15 Li JC，Yu MH，Gong YN．Dynamic investigation of semi-infinite concrete target penetrated by long rod．Proceedings of the Third Asian-Pacific Conference on Aerospace Technology and Science，Gong Yaonan and Liu Peiqing(Eds.)，Beijing University of Aeronautics and Astronautics，Beijing，2000

16 长江科学院．塑性区概念在长江三峡船闸高边坡稳定性研究中的应用．长江科学院，1994

17 周维垣主编．高等岩石力学．北京：水利电力出版社，1990

18 孙钧．岩土材料流变及其工程应用．北京：中国建筑工业出版社，1999

19 沈珠江．理论土力学．北京：水利水电出版社，2001

20 Yu MH，Yang SY，et al．Unified elasto-plastic associated and non-associated constitutive model and its engineering applications．Computer & Structures，1999，71：627～636

21 俞茂宏．双剪理论及其应用．北京：科学出版社，1998

22 Yu MH，Wei XY，Yoshimine M，et al．Effect of failure criterion on the elasto-plastic FEM analysis．Invited paper present at the First Asian-Pacific congress on computational mechanics，2001

23 第一次全国极限分析及塑性理论学术讨论会论文集．北京：科学出版社，1965

24 徐秉业，刘信声．结构塑性极限分析．北京：中国建筑工业出版社，1985

25 熊祝华．结构塑性分析．北京：人民交通出版社，1987

26 Ma G W，Iwasaki S，Miyamoto Y．Dynamic plastic behavior of circular plate using unified yield criterion．Int J of Solids & Structures，1999，36(3)，3257～3275

27 Ma G W，Hao H，Iwasaki S．Unified plastic limit analysis of circular plates under arbitrary load．J of Applied Mechanics，ASCE，1999，66(6)：568～570

压电扇形环板的自由振动①

丁皓江　徐荣桥

(浙江大学土木系,杭州 310027)

摘要　利用压电材料的通解,将位移函数在半径方向用Bessel函数展开,在圆周方向用三角函数展开,进而求得若干边界条件下压电扇形环板自由振动的解。该解在区域内逐点满足控制方程,在边界上逐点满足指定的边界条件,因此是三维精确解。

关键词　压电,扇形环板,自由振动

引　言

压电晶体板在工程中使用十分广泛,因此吸引了大量的研究人员,但是大量的工作都是各种基于二维的近似理论[1~5]。

如果一个解在求解区域内逐点满足三维控制方程,在边界上又逐点满足指定的边界条件,我们称之为三维精确解。由于精确解的找到不仅是理论上的进展,也为各种近似理论和数值方法提供了比较的标准,因此三维精确解一直为研究者所追求。利用 Fourier 级数展开,矩形板自由振动的三维精确解已经找到[6~9]。Ding et al.[10]利用状态空间法给出了压电圆板轴对称自由振动的三维精确解。Ding et al.[11]利用压电材料的通解[12],求得了包括轴对称和非轴对称两种情形的压电圆板自由振动的三维精确解。本文把文献[11]的工作推广至压电扇形环板的自由振动,对若干边界条件求得精确解。

1　压电圆板中的应力、位移和电学量

横观各向同性压电扇形环板,厚度为 h_0,外半径为 r_0,内半径为 r_1,圆心角为 θ_0。取上表面圆心为圆柱坐标系(r,θ,z)的原点,z 轴正向由上表面指向下表面。设材料的弹性对称轴与 z 轴重合。定义无量纲坐标

$$\xi = r/r_0,\ \zeta = z/h_0 \tag{1}$$

并设板以频率 ω 作自由振动,则文献[12]中的位移函数 ψ 和 F 可取为

$$\begin{cases} F = \dfrac{h_0^5}{c_{11}\varepsilon_{33}} f(\zeta) H_\mu(k\xi)\cos(\mu\theta)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t} \\ \psi = h_0^2 g(\zeta) H_\mu(\bar{k}\xi)\sin(\mu\theta)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t} \end{cases} \tag{2}$$

式中 c_{11}和 ε_{33}为材料的弹性常数和介电系数;$f(\zeta)$和 $g(\zeta)$为未知函数;k、$\bar{k}$ 和 μ 为待定参数,以及

① 国家自然基金资助项目(19872060, 10002016)。

$$H_{\mu}(\cdot) = AJ_{\mu}(\cdot) + BY_{\mu}(\cdot) \tag{3}$$

式中 $J_{\mu}(\cdot)$和 $Y_{\mu}(\cdot)$分别是第一类和第二类 μ 阶的 Bessel 函数；A 和 B 为待定常数。

把式(2)代入文献[12]的式(22)和(19)得函数 $f(\zeta)$和 $g(\zeta)$必须满足的方程分别为

$$B_1 f^{(6)}(\zeta) + B_2 f^{(4)}(\zeta) + B_3 f^{(2)}(\zeta) + B_4 f(\zeta) = 0 \tag{4}$$

和

$$g^{(2)}(\zeta) + B_5 g(\zeta) = 0 \tag{5}$$

式中 $f^{(n)}(\zeta)$表示函数 $f(\zeta)$对 ζ 的 n 次导数，参数 $B_n(n=1,2,3,4,5)$为

$$\begin{cases} B_1 = \bar{a}_1, B_2 = -(\bar{a}_2 k^2 t_0^2 + \bar{a}_8 \Omega^2) \\ B_3 = \bar{a}_3 k^4 t_0^4 + \bar{a}_7 k^2 t_0^2 \Omega^2 + \Omega^4 \\ B_4 = -(\bar{a}_4 k^6 t_0^6 + \bar{a}_6 k^4 t_0^4 \Omega^2 + \bar{a}_5 k^2 t_0^2 \Omega^4) \\ B_5 = -(c_{66} \bar{k}^2 t_0^2 - c_{11} \Omega^2)/c_{44} \end{cases} \tag{6}$$

式中 $\Omega^2 = \rho\omega^2 h_0^2/c_{11}$，$t_0 = h_0/r_0$，以及

$$\begin{cases} \bar{a}_n = a_n/(c_{11}^2 \varepsilon_{33})(n = 1,2,3,4) \\ \bar{a}_n = a_n/(\rho c_{11} \varepsilon_{33})(n = 6,7,8) \\ \bar{a}_5 = a_5/(\rho^2 \varepsilon_{33}) \end{cases} \tag{7}$$

而式中的 $a_1, a_2, \cdots, a_8$ 分别是文献[12]中的 $a, b, \cdots, l$。设式(4)的特征根为 $\lambda_n(n=1,2,\cdots,6)$，当特征根互异时，有

$$f(\zeta) = \sum_{n=1}^{6} \beta_n e^{\lambda_n \zeta} \tag{8}$$

式中 $\beta_n(n=1,2,\cdots,6)$为任意常数。而由式(5)得

$$g(\zeta) = \begin{cases} \beta_7 e^{\lambda_7 \zeta} + \beta_8 e^{-\lambda_7 \zeta} & \lambda_7^2 > 0 \\ \beta_7 \zeta + \beta_8 & \lambda_7^2 = 0 \\ \beta_7 \cos(\bar{\lambda}_7 \zeta) + \beta_8 \sin(\bar{\lambda}_7 \zeta) & \lambda_7^2 < 0 \end{cases} \tag{9}$$

式中 β_7 和 β_8 为任意常数，以及

$$\bar{\lambda}_7 = \sqrt{-\lambda_7^2}, \lambda_7^2 = -B_5 \tag{10}$$

把式(2)代入文献[12]的式(28)得到位移和电势为

$$u_r = -h_0 \left\{ \left[\sum_{n=1}^{5} U_n f^{(n-1)}(\zeta) \right] k t_0 H_{\mu}'(k\xi) + \frac{\mu t_0}{\xi} g(\zeta) H_{\mu}(\bar{k}\xi) \right\} \cos(\mu\theta) e^{i\omega t} \tag{11'}$$

$$u_{\theta} = h_0 \left\{ \left[\sum_{n=1}^{5} U_n f^{(n-1)}(\zeta) \right] (\mu t_0/\xi) H_{\mu}(k\xi) - \bar{k} t_0 g(\zeta) H_{\mu}'(\bar{k}\xi) \right\} \sin(\mu\theta) e^{i\omega t} \tag{11''}$$

$$w = h_0 \left[\sum_{n=1}^{5} W_n f^{(n-1)}(\zeta) \right] H_{\mu}(k\xi) \cos(\mu\theta) e^{i\omega t} \tag{11'''}$$

$$\phi = h_0 \sqrt{c_{11}/\varepsilon_{33}} \left[\sum_{n=1}^{5} \Phi_n f^{(n-1)}(\zeta) \right] H_{\mu}(k\xi) \cos(\mu\theta) e^{i\omega t} \tag{11''''}$$

式中 U_n, W_n 和 $\Phi_n(n=0,1,\cdots,5)$为

$$\begin{cases} U_1 = U_3 = U_5 = 0 \\ U_2 = -k^2 t_0^2 [(c_{13} + c_{44})\varepsilon_{11} + (e_{15} + e_{31}) e_{15}]/(c_{11}\varepsilon_{33}) \\ U_4 = [(c_{13} + c_{44})\varepsilon_{33} + (e_{15} + e_{31}) e_{33}]/(c_{11}\varepsilon_{33}) \end{cases} \tag{12'}$$

$$\begin{cases} W_2 = W_4 = 0, \quad W_1 = (k^4 t_0^4 - k^2 t_0^2 \Omega^2)\varepsilon_{11}/\varepsilon_{33}, W_5 = c_{44}/c_{11} \\ W_3 = -k^2 t_0^2 [c_{11}\varepsilon_{33} + c_{44}\varepsilon_{11} + (e_{15} + e_{31})^2]/(c_{11}\varepsilon_{33}) + \Omega^2 \end{cases} \tag{12''}$$

$$\begin{cases} \Phi_2 = \Phi_4 = 0, \quad \Phi_1 = (k^4 t_0^4 - k^2 t_0^2 \Omega^2) e_{15}/\sqrt{c_{11}\varepsilon_{33}}, \Phi_5 = c_{44} e_{33}/(c_{11}\sqrt{c_{11}\varepsilon_{33}}) \\ \Phi_3 = \{\Omega^2 e_{33} c_{11} - k^2 t_0^2 [c_{11} e_{33} + c_{44} e_{15} - (c_{13} + c_{44})(e_{15} + e_{31})]\}/(c_{11}\sqrt{c_{11}\varepsilon_{33}}) \end{cases} \tag{12'''}$$

把位移和电势代入压电材料的本构关系得应力和电位移为

$$\sigma_r = \Big\{(c_{12} - c_{11})\Big[\sum_{n=1}^{5} U_n f^{(n-1)}(\zeta)\Big]k^2 t_0^2 H_\mu''(k\xi) + \Big[c_{12}k^2 t_0^2 \sum_{n=1}^{5} U_n f^{(n-1)}(\zeta) + c_{13}\sum_{n=1}^{5} W_n f^{(n)}(\zeta) + e_{31}\sqrt{\frac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_n f^{(n)}(\zeta)\Big]H_\mu(k\xi) + 2c_{66}\Big[\frac{\bar{k}\mu t_0}{\xi}H_\mu'(\bar{k}\xi) - \frac{\mu t_0}{\xi^2}H_\mu(\bar{k}\xi)\Big]g(\zeta)\Big\}\cos(\mu\theta)e^{i\omega t} \tag{13}$$

$$\sigma_\theta = \Big\{(c_{11} - c_{12})\Big[\sum_{n=1}^{5} U_n f^{(n-1)}(\zeta)\Big]k^2 t_0^2 H_\mu''(k\xi) + \Big[c_{11}k^2 t_0^2 \sum_{n=1}^{5} U_n f^{(n-1)}(\zeta) + c_{13}\sum_{n=1}^{5} W_n f^{(n)}(\zeta) + e_{31}\sqrt{\frac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_n f^{(n)}(\zeta)\Big]H_\mu(k\xi) - 2c_{66}\Big[\frac{\bar{k}\mu t_0}{\xi}H_\mu'(\bar{k}\xi) - \frac{\mu t_0}{\xi^2}H_\mu(\bar{k}\xi)\Big]g(\zeta)\Big\}\cos(\mu\theta)e^{i\omega t} \tag{14}$$

$$\sigma_{zz} = \Big[c_{13}k^2 t_0^2 \sum_{n=1}^{5} U_n f^{(n-1)}(\zeta) + c_{33}\sum_{n=1}^{5} W_n f^{(n)}(\zeta) + e_{33}\sqrt{\frac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_n f^{(n)}(\zeta)\Big]H_\mu(k\xi)\cos(\mu\phi)e^{i\omega t} \tag{15}$$

$$\tau_{\theta z} = \Big\{\Big[c_{44}\sum_{n=1}^{5} U_n f^{(n)}(\zeta) - c_{44}\sum_{n=1}^{5} W_n f^{(n-1)}(\zeta) - e_{15}\sqrt{\frac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_n f^{(n-1)}(\zeta)\Big]\times (\mu t_0/\xi)H_\mu(k\xi) - c_{44}\bar{k}t_0 g'(\zeta)H_\mu'(\bar{k}\xi)\Big\}\sin(\mu\theta)e^{i\omega t} \tag{16}$$

$$\sigma_{rz} = \Big\{\Big[c_{44}\sum_{n=1}^{5} U_n f^{(n)}(\zeta) - c_{44}\sum_{n=1}^{5} W_n f^{(n-1)}(\zeta) - e_{15}\sqrt{\frac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_n f^{(n-1)}(\zeta)\Big]\times kt_0 H_\mu'(k\xi) + c_{44}\bar{k}t_0 g'(\zeta)H_\mu(\bar{k}\xi)\Big\}\cos(\mu\phi)e^{i\omega t} \tag{17}$$

$$\tau_{r\theta} = \Big\{2c_{66}\Big[\sum_{n=1}^{5} U_n f^{(n-1)}(\zeta)\Big]\big[(k\mu t_0^2/\xi)H_\mu'(k\xi) - (\mu t_0^2/\xi^2)H_\mu(k\xi)\big] - c_{66}k^2 t_0^2\big[2H_\mu''(\bar{k}\xi) - H_\mu(\bar{k}\xi)\big]g(\zeta)\Big\}\sin(\mu\theta)e^{i\omega t} \tag{18}$$

$$D_r = \Big\{\Big[-e_{15}\sum_{n=1}^{5} U_n f^{(n)}(\zeta) + e_{15}\sum_{n=1}^{5} W_n f^{(n-1)}(\zeta) - \varepsilon_{11}\sqrt{\frac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_n f^{(n-1)}(\zeta)\Big]\times kt_0 H_\mu'(k\xi) + e_{15}\frac{\mu t_0}{\xi}g'(\zeta)H_\mu(\bar{k}\xi c)\Big\}\cos(\mu\theta)e^{i\omega t} \tag{19}$$

$$D_\theta = \Big\{\Big[e_{15}\sum_{n=1}^{5} U_n f^{(n)}(\zeta) - e_{15}\sum_{n=1}^{5} W_n f^{(n-1)}(\zeta) + \varepsilon_{11}\sqrt{\frac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_n f^{(n-1)}(\zeta)\Big]\times$$

$$(\mu t_0/\xi)H_\mu(k\xi) - e_{15}\bar{k}t_0 g'(\zeta)H'_\mu(\bar{k}\xi)\Big\}\sin(\mu\theta)e^{i\omega t} \tag{20}$$

$$D_z = \Big[e_{31}k^2 t_0^2\sum_{n=1}^{5}U_n f^{(n-1)}(\zeta) + e_{33}\sum_{n=1}^{5}W_n f^{(n)}(\zeta) - \sqrt{c_{11}\epsilon_{33}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_n f^{(n)}(\zeta)\Big]H_\mu(k\xi)\cos(\mu\theta)e^{i\omega t} \tag{21}$$

2 圆周边界和直线边界上的边界条件

如果 k 和 $\bar{k}$ 满足

$$H_\mu(k) = H'_\mu(\bar{k}) = 0 \text{ 或 } H_\mu(ks) = H'_\mu(\bar{k}s) = 0 \tag{22}$$

式中 $s=r_1/r_0$,则在 $r=r_0$,即 $\xi=1$ 或 $r=r_1$,即 $\xi=s$ 的边界上有

$$u_z = 0, u_\theta = 0, \phi = 0, (c_{11}-c_{12})u_r + r\sigma_{rr} = 0 \tag{23}$$

如果 k 和 $\bar{k}$ 满足

$$H'_\mu(k) = H_\mu(\bar{k}) = 0 \text{ 或 } H'_\mu(ks) = H_\mu(\bar{k}s) = 0 \tag{24}$$

则在 $r=r_0$,即 $\xi=1$ 或 $r=r_1$,即 $\xi=s$ 的边界上有

$$u_r = 0, \tau_{rz} = 0, D_r = 0, (c_{11}-c_{12})u_\theta + r\tau_{r\theta} = 0 \tag{25}$$

因此在圆周边界上共有四种边界条件。我们定义边界条件①:在 $\xi=1$ 和 $\xi=s$ 的边界上满足式(23);边界条件②:在 $\xi=1$ 和 $\xi=s$ 的边界上满足式(25);边界条件③:在 $\xi=1$ 的边界上满足式(23),在 $\xi=s$ 的边界上满足式(25);边界条件④:在 $\xi=1$ 的边界上满足式(25),在 $\xi=s$ 的边界上满足式(23)。

同样,当 $\mu=n\pi/\theta_0(n=0,1,2,\cdots)$时,在 $\theta=0$ 和 $\theta=\theta_0$ 的边界上有

$$u_\theta = 0, \tau_{r\theta} = \tau_{\theta z} = 0, D_\theta = 0 \tag{26}$$

当 $\mu=(2n+1)\pi/(2\theta_0)(n=0,1,2,\cdots)$时,在 $\theta=0$ 的边界上有(26),而在 $\theta=\theta_0$ 的边界上有

$$u_r = w = 0, \phi = 0, \sigma_\theta = 0 \tag{27}$$

如果把位移函数中的 $\cos(\mu\theta)$换成 $\sin(\mu\theta)$,则当 $\mu=n\pi/\theta_0(n=1,2,\cdots)$时,在 $\theta=0$ 和 $\theta=\theta_0$ 的边界上都有式(27)。因此在直线边界上共有三种边界条件。我们称边界条件(Ⅰ)对应于在两个直线边界上都满足式(26);边界条件(Ⅱ)对应于在两个直线边界上都满足(27);边界条件(Ⅲ)对应于在 $\theta=0$ 的直线边界上满足(26),而在 $\theta=\theta_0$ 的直线边界上满足(27)。

3 频率和振型

对于自由振动情形,扇形板上下表面,即 $\zeta=0$ 和 $\zeta=1$ 的表面上,力学条件为

$$\sigma_z = \tau_{rz} = \tau_{\theta z} = 0 \tag{27'}$$

而电学边界条件是

$$D_z = 0 \text{ 或 } \phi = 0 \tag{27'',27'''}$$

为了表述方便,定义情形(1)对应式(27''),情形(2)对应式(27''')。

对应于(27'),有

$$g'(0) = g'(1) = 0 \tag{28}$$

和

$$\begin{cases} c_{13}k^2t_0^2\sum_{n=1}^{5}U_nf^{(n-1)}(0)+c_{33}\sum_{n=1}^{5}W_nf^{(n)}(0)+e_{33}\sqrt{\dfrac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_nf^{(n)}(0)=0 \\ c_{13}k^2t_0^2\sum_{n=1}^{5}U_nf^{(n-1)}(1)+c_{33}\sum_{n=1}^{5}W_nf^{(n)}(1)+e_{33}\sqrt{\dfrac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_nf^{(n)}(1)=0 \\ c_{44}\sum_{n=1}^{5}U_nf^{(n)}(0)-c_{44}\sum_{n=1}^{5}W_nf^{(n-1)}(0)-e_{15}\sqrt{\dfrac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_nf^{(n-1)}(0)=0 \\ c_{44}\sum_{n=1}^{5}U_nf^{(n)}(1)-c_{44}\sum_{n=1}^{5}W_nf^{(n-1)}(1)-e_{15}\sqrt{\dfrac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_nf^{(n-1)}(1)=0 \end{cases} \tag{29'}$$

对应于(27″)或(27‴)分别有

$$\begin{cases} e_{31}k^2t_0^2\sum_{n=1}^{5}U_nf^{(n-1)}(0)+e_{33}\sum_{n=1}^{5}W_nf^{(n)}(0)-\sqrt{c_{11}\varepsilon_{33}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_nf^{(n)}(0)=0 \\ e_{31}k^2t_0^2\sum_{n=1}^{5}U_nf^{(n-1)}(1)+e_{33}\sum_{n=1}^{5}W_nf^{(n)}(1)-\sqrt{c_{11}\varepsilon_{33}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_nf^{(n)}(1)=0 \end{cases} \tag{29''}$$

或

$$\begin{cases} \sum_{n=1}^{5}\Phi_nf^{(n-1)}(0)=0 \\ \sum_{n=1}^{5}\Phi_nf^{(n-1)}(1)=0 \end{cases} \tag{29'''}$$

由式(9)和(28)知,为使 β_7 和 β_8 不全为零,必须有

$$\lambda_7^2=0 \text{ 或 } \bar{\lambda}_7=m\pi \quad (m=1,2,\cdots) \tag{30}$$

则注意到式(10)和式(6)的最后一式,有

$$\Omega^2=[c_{66}\bar{k}^2t_0^2+c_{44}(m\pi)^2]/c_{11} \quad (m=0,1,2,\cdots) \tag{31}$$

把函数 $f(\zeta)$ 的表达式代入式(29),则得到关于参数 $\beta_n(n=1,2,\cdots 6)$ 的齐次方程

$$[T_{mn}]\{\beta_1 \quad \beta_2 \quad \beta_3 \quad \beta_4 \quad \beta_5 \quad \beta_6\}^T=0 \tag{32}$$

式中对应(29′)有

$$\begin{cases} T_{1m}=c_{13}k^2t_0^2\sum_{n=1}^{5}U_n\lambda_m^{n-1}+c_{33}\sum_{n=1}^{5}W_n\lambda_m^n+e_{33}\sqrt{\dfrac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_n\lambda_m^n,\ T_{2m}=T_{1m}e^{\lambda_m} \\ T_{3m}=c_{44}\sum_{n=1}^{5}U_n\lambda_m^n-c_{44}\sum_{n=1}^{5}W_n\lambda_m^{n-1}-e_{15}\sqrt{\dfrac{c_{11}}{\varepsilon_{33}}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_n\lambda_m^{n-1},\ T_{4m}=T_{3m}e^{\lambda_m} \\ T_{5m}=e_{31}k^2t_0^2\sum_{n=1}^{5}U_n\lambda_m^{n-1}+e_{33}\sum_{n=1}^{5}W_n\lambda_m^n-\sqrt{c_{11}\varepsilon_{33}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_n\lambda_m^n,\ T_{6m}=T_{5m}e^{\lambda_m} \end{cases}$$

$$(m=1,2,\cdots,6) \tag{33'}$$

而 T_{5m} 和 $T_{6m}(m=1,2,\cdots,6)$ 则由于上下表面电学条件的不同而不同,对应式(29″),有

$$T_{5m}=e_{31}k^2t_0^2\sum_{n=1}^{5}U_n\lambda_m^{n-1}+e_{33}\sum_{n=1}^{5}W_n\lambda_m^n-\sqrt{c_{11}\varepsilon_{33}}\sum_{n=1}^{5}\Phi_n\lambda_m^n,\ T_{6m}=T_{5m}e^{\lambda_m}$$

$$(m=1,2,\cdots,6) \tag{33''}$$

对应式(29‴),则有

$$T_{5m}=\sum_{n=1}^{5}\Phi_n\lambda_m^{n-1},\ T_{6m}=T_{5m}e^{\lambda_m} \quad (m=1,2,\cdots 6) \tag{33'''}$$

为了使 $\beta_m(m=1,2,\cdots,6)$有非零解,必须令式(32)的系数行列式为零,即

$$|T_{mn}|=0 \tag{34}$$

上式即为扇形环板自由振动的另一个频率方程。因此扇形环板的振动可分为两类,它们的频率方程分别为式(31)和式(34)。实际上频率方程(31)对应扇形环板的面内振动,这是因为满足式(31)的频率 Ω 一般不满足式(34),也就是说齐次方程(32)只有零解,即 $\beta_n=0(n=1,2,\cdots,6)$,所以 $f(\zeta)=0$,由式(11‴)得 $w=0$,即满足式(31)的频率对应的轴向位移为零。对于式(34),当边界条件确定后,参数 μ 和 k 也随之确定,此时频率方程成为频率 Ω 的超越方程,对于每一对 μ 和 k 有无穷多个频率与之对应。求得频率后,把它代回式(32),即能求得相应的 $\beta_m(m=1,2,\cdots,6)$之间的比值,也就确定了函数 $f(\zeta)$的分布形式,这样所有物理量除一常倍数之外完全确定,也就确定了该频率的振型。

参 考 文 献

1 Dokmeci MC. Recent advances: vibrations of piezoelectric crystals. Int J Eng Sci, 1980, 18(3): 431~448

2 Lawson AW. The vibration of piezoelectric plates. Phys Rev, 1942, 62(7): 71~76

3 Mindlin RD. Forced thickness-shear and flexural vibration of piezoelectric crystal plates. J Appl Phys, 1952, 23(1): 83~88

4 Mindlin RD. High Frequency vibration of piezoelectric crystal plates. Int J Solids Struct, 1972, 8(7): 895~906

5 Lee PCY, Syngellakis S, Hou JP. A two-dimensional theory for high-frequency vibrations of piezoelectric crystal plates with or without electrode. J Appl Phys, 1987, 61(4): 1249~1262

6 Ray MC, Bhattacharya R, Samanta B. Exact solutions for dynamic analysis of composite plates with distributed piezoelectric layers. Comp Struct, 1998, 66(6): 737~743

7 Heyliger P, Saravanos DA. Exact free-vibration analysis of laminated plates with embedded piezoelectric layers. J Acoust Soc Am, 1995, 98(3): 1547~1557

8 Chen WQ, Xu RQ, Ding HJ. On free vibration of piezoelectric composite rectangular plates. J Sound Vib, 1998, 218(4): 741~748

9 Gao JX, Shen YP, Wang J. Three dimensional analysis for free vibration of rectangular composite laminates with piezoelectric layers. J Sound Vib, 1998, 213(2): 383~390

10 Ding HJ, Xu RQ, Chi YW, Chen WQ. Free axisymmetric vibration of transversely isotropic piezoelectric circular plates. Int J Solids Struct, 1999, 36(30): 4629~4652

11 Ding HJ, Xu RQ, Chen WQ. Exact solutions for free vibration of transversely isotropic piezoelectric circular plates. Acta Mechanica Sinica (English Series), 2000, 16(2): 141~147

12 Ding HJ, Chen B, Liang J. General solutions for coupled equations for piezoelectric media. Int J Solids Struct, 1996, 33(16): 2283~2298

随机碰撞振动的映射①

金栋平　胡海岩

(南京航空航天大学振动工程研究所,南京 210016)

摘要　首先定义了碰撞点、碰撞域和碰撞边界概念,并以一个双约束映射来反映碰撞振动过程。当该映射包含随机变量时,给出了碰撞时间、碰撞速度以及随机映射的计算表达式。由于只有约束映射涉及到边界问题,因而基于该方法的碰撞振动研究可以推广到较复杂的系统。

关键词　碰撞振动,随机变量,约束映射

引　言

碰撞振动作为非光滑力学以其丰富的内涵一直受到诸多学者的关注[1~4]。由随机干扰导致的碰撞振动具有较大的复杂性。复杂性既存在于确定性光滑系统,也可在碰撞振动系统得到再现,其稳态运动在形式上具有一些共同特征,如倍周期分叉现象等。

一个线性系统,输入与输出幅度特性服从一致的概率密度分布;一个非线性系统,不同的非线性变换可能产生比较相似的非 Gauss 分布的输出[5]。对某些特殊系统,可以使用经典非线性随机振动方法[6],但对于碰撞振动问题没有类似可遵循的途径[7]。

本文首先定义碰撞点、碰撞域和碰撞边界概念,针对双约束碰撞振动系统,构造一随机约束映射来反映碰撞振动过程,并给出了含随机变量因素的碰撞时间、碰撞速度和随机映射的低阶近似,同时对算法的实现作了说明。

1　约束映射的概念

本文首先作如下定义:在状态空间中,若某点经有限时间 t_c 到达约束面 $f(x)$,称该点为碰撞点,所有碰撞点构成碰撞域;在碰撞域中,擦边碰撞点组成碰撞域边界。

对于单约束碰撞振动系统,设存在周期为 T 的 1/1 类型稳态碰撞振动[8],当不考虑约束时,自由运动具有形式为 φ_t 的解。自某截面上点 x 出发的轨道历时 t 触及约束面,则碰撞后该运动会历时 $T-t$ 再返回到原横截面,因此靠近 x 邻域的局部映射是

$$\varphi_{T-t}\circ G\circ\varphi_t=\varphi_T\circ(\varphi_{-t}\circ G\circ\varphi_t)=\varphi_T\circ C \tag{1}$$

这里 G 为碰撞定律。提出

$$C=\varphi_{-t}\circ G\circ\varphi_t \tag{2}$$

① 国家自然科学基金(编号:59905010)、教育部高校博士点基金(编号:1996028749)和航空基础科学基金(编号:98B52018)资助项目。

在约束面上，易见 $C=G$，称 C 为约束映射[9]。因 φ_T 与约束面无关，故只有约束映射涉及到碰撞问题。因此，如果已知约束映射，则碰撞振动转化为一个光滑系统的初值问题。

显然，若忽略约束，靠近 x 的那些点 x_0 经时间 t 可能越过约束面而到达一个虚状态 $\varphi_t(x_0)$，但使用映射 φ_{t_c} 可将 $\varphi_t(x_0)$ 拉回到碰撞面，再应用碰撞定律得到 $G\circ\varphi_{t_c+t}(x_0)$。

在广义状态空间中，若将横截面以相时 $\bar{\vartheta}$ 表示为 $\Sigma_{\bar{\vartheta}}=\{x\in R:\vartheta=\bar{\vartheta}\}$，则动力系统在该截面上的横穿形成频闪映射 P_s。对于双约束碰撞振动系统，如受到双侧约束的单摆系统，其基本碰撞运动具有 2/1 类型，即在 1 个外激励周期中，摆与约束面接触 2 次，设分别在相时($\tilde{\vartheta}_1$，$\tilde{\vartheta}_2$)到达左右约束面($\tilde{x}_1$，$\tilde{x}_2$)，如图 1 所示。

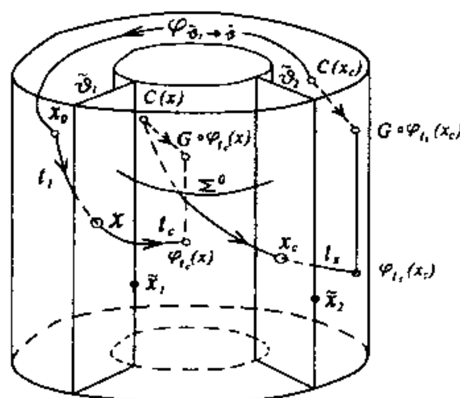


图 1　双约束碰撞映射的合成

将初始点 $x_0\in\Sigma_{\bar{\vartheta}}$ 到第各个相时的映射分别记为 $\varphi_{\bar{\vartheta}\to\tilde{\vartheta}_1}$、$\varphi_{\tilde{\vartheta}_1\to\tilde{\vartheta}_2}$ 和 $\varphi_{\tilde{\vartheta}_2\to\tilde{\vartheta}_2}$。从图 1 可见，自 x_0 出发的轨道历时 t_1 到达 $x=\varphi_{t_1}(x_0)\in\tilde{\vartheta}_1$，根据约束映射定义，第二次沿该轨道碰撞点为

$$x_c=\varphi_{\tilde{\vartheta}_1\to\tilde{\vartheta}_2}\circ C\mid_{\vartheta=\tilde{\vartheta}_1}\circ\varphi_{t_1}(x_0)\in\tilde{\vartheta}_2 \tag{3}$$

以 x_c 作为新起点，则返回到 $\Sigma_{\bar{\vartheta}}$ 的映射是

$$P_s=\varphi_{\tilde{\vartheta}_2\to\bar{\vartheta}}\circ C\mid_{\vartheta=\tilde{\vartheta}_2}(x_c) \tag{4}$$

若将起始点 x_0 限制在 $\tilde{\vartheta}_1$ 截面上，导致 $t_1=0$，因此频闪映射简化为上述系列映射的组合

$$P_s=\varphi_{\tilde{\vartheta}_2\to\tilde{\vartheta}_1}\circ C\mid_{\vartheta=\tilde{\vartheta}_2}\circ\varphi_{\tilde{\vartheta}_1\to\tilde{\vartheta}_2}\circ C_{\vartheta=\tilde{\vartheta}_1} \tag{5}$$

基于上述频闪映射研究碰撞动力学可以避免擦切碰撞导致的奇异性问题。

2　碰撞时间与碰撞速度

考虑如下含两个参数的随机碰撞振动

$$\dot{x}=\begin{pmatrix}\dot{\theta}\\ \dot{\eta}\\ \dot{\vartheta}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\eta\\ A(x,\gamma,\Gamma)\\ 1\end{pmatrix},f(x)\geqslant 0 \tag{6}$$

这里 γ 为分叉参数，Γ 表示具有一定分布规律、均值为 Γ_0 的随机变量[10]。根据文献[11]，将位移和速度作 Taylor 渐近展开

$$\Theta(x,t) = \theta + \eta t + \frac{t^2}{2}\beta(x,t), \Pi(x,t) = \frac{\partial\Theta}{\partial t} = \eta + \beta(x,t)t + \frac{t^2}{2}\frac{\partial\beta(x,t)}{\partial t} \tag{7',7''}$$

对式(7″)微分并代入方程(6)导致

$$\beta + 2t\frac{\partial\beta}{\partial t} + \frac{t^2}{2}\frac{\partial^2\beta}{\partial t^2} = A(\Theta,\Pi,\vartheta,\gamma,\Gamma) \tag{8}$$

一旦 $\gamma=\gamma_c$ 和 $\Gamma=\Gamma_0$,稳态碰撞振动呈现 2/1 类型。在稳定运动 $\bar{x}$ 附近,可将 $\beta(x,t)$和 $A(x,\gamma,\Gamma)$作一阶展开

$$\begin{cases} A(x,\gamma,\Gamma) = A_{000} + A_{100}(\theta-\tilde{\theta}) + A_{010}(\eta-\bar{\eta}) + \\ \qquad A_{001}(\vartheta-\tilde{\vartheta}) + A_c(\gamma-\gamma_c) + A_0(\Gamma-\Gamma_0) \\ B(x,t) = \beta_{000} + \beta_{100}(\theta-\tilde{\theta}) + \beta_{010}(\eta-\bar{\eta}) + \\ \qquad \beta_{001}(\vartheta-\tilde{\vartheta}) + \beta_t t + \beta_c(\gamma-\gamma_c) + \beta_0(\Gamma-\Gamma_0) \end{cases} \tag{9}$$

式中 A_{100}和 β_{100}等分别表示 $A(x,\gamma,\Gamma)$和 $\beta(x,t)$在 $\bar{x}$ 附近的展开系数。将式(9)代入式(8)并比较同类项得

$$\left.\begin{aligned} &\beta_{000} = A_{000}, \beta_{100} = A_{100}, \beta_{010} = A_{010}, \beta_{001} = A_{001}, \beta_c = A_c, \beta_0 = A_0, \\ &\beta_t = -\frac{2}{3}(A_{100}\bar{\eta} + A_{010}A_{000} + A_{001}) \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

在约束面上,即当 $\theta=\tilde{\theta}$ 时,$t_c=0$,故碰撞时间具有如下形式

$$t_c(x) = (\theta-\tilde{\theta})\lambda(x,\gamma,\Gamma) \tag{11}$$

由 $\Theta(x,t_c)=\tilde{\theta}$ 导致

$$1 + \left[\eta + \lambda(x,\gamma,\Gamma)\frac{\beta(\theta-\tilde{\theta})}{2}\right]\lambda(x,\gamma,\Gamma) = 0 \tag{12}$$

同样,在状态 $\tilde{x}$ 附近,令一阶近似

$$\lambda(x,\gamma,\Gamma) = \lambda_{000} + \lambda_{100}(\theta-\tilde{\theta}) + \lambda_{010}(\eta-\bar{\eta}) + \\ \lambda_{001}(\vartheta-\tilde{\vartheta}) + \lambda_c(\gamma-\gamma_c) + \lambda_0(\Gamma-\Gamma_0) \tag{13}$$

由方程(11)、(12)和(13)得碰撞时间

$$t_c(x) = (\theta-\tilde{\theta})\left[-\frac{1}{\bar{\eta}} - \frac{A_{000}}{2\bar{\eta}^3}(\theta-\tilde{\theta}) + \frac{1}{\bar{\eta}^2}(\eta-\bar{\eta})\right] \tag{14}$$

将 t_c 插入式(7″)得到碰撞前的速度

$$\begin{aligned} \eta_b = \eta &- \frac{1}{\bar{\eta}}A_{000}(\theta-\tilde{\theta}) - \frac{1}{2\bar{\eta}}\left(3A_{100} + \frac{1}{\bar{\eta}}A_{001} + \frac{1}{\bar{\eta}}A_{000}A_{010} + \frac{1}{\bar{\eta}^2}A_{000}^2\right)(\theta-\tilde{\theta})^2 + \\ &\frac{1}{\bar{\eta}}\left(\frac{1}{\bar{\eta}}A_{000} - A_{010}\right)(\theta-\tilde{\theta})(\eta-\bar{\eta}) - \frac{1}{\bar{\eta}}A_{001}(\theta-\tilde{\theta})(\vartheta-\tilde{\vartheta}) - \\ &\frac{A_c}{\bar{\eta}}(\gamma-\gamma_c)(\theta-\tilde{\theta}) - \frac{A_0}{\bar{\eta}}(\Gamma-\Gamma_0)(\theta-\tilde{\theta}) \end{aligned} \tag{15}$$

碰撞点要求 $t_c\geqslant0$,因此由式(14)得到碰撞域如图 2 所示。进一步,由 $\eta_b=0$ 可以确定擦边碰撞边界。

根据碰撞定律,碰撞后的速度为

$$\eta_a = \bar{\eta} + G_1(\eta_b-\bar{\eta}) + \frac{G_2}{2}(\eta_b-\bar{\eta})^2 \tag{16}$$

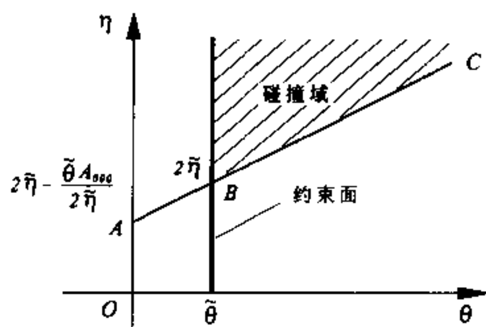


图 2　可能存在的碰撞域

式中 $\bar{\eta}=G(\tilde{\eta})$表示碰撞点离开约束面时的速度；$G_{1,2}$为碰撞定律的 Taylor 展开系数，例如对于线性弹性碰撞，$G_1=e$，$G_2=0$，这里 e 为 Newton 定义的恢复系数。

3　随机映射的计算

根据定义，碰撞后的状态逆时 t_c 即为约束映射。依据式(7′,7″)，其位移和速度分别是

$$\theta_c = Q(x_a, -t_c),\ \eta_c = \Pi(x_a, -t_c) \tag{17′,17″}$$

式中 x_a 表示碰撞后的状态。首先计算映射的位移分量

$$\theta_c = \bar{\theta} - t_c\left[\eta_a - \frac{t_c}{2}\bar{\beta}(x_a, -t_c)\right] \tag{18}$$

式中标号“－”表示离开约束面时碰撞点的状态，即碰撞后的状态。将碰撞时间以及碰撞前后的状态，即式(14)、(15)和(16)代入上式可得映射的位移分量

$$\theta_c = \tilde{\theta} + \frac{\bar{\eta}}{\eta}(\theta-\tilde{\theta}) + \frac{1}{2\tilde{\eta}^2}\left[\bar{A}_{000} + \left(\frac{\bar{\eta}}{\eta} - 2G_1\right)A_{000}\right](\theta-\tilde{\theta})^2 + \\ \frac{1}{\eta}\left(G_1 - \frac{\bar{\eta}}{\eta}\right)(\theta-\tilde{\theta})(\eta-\tilde{\eta}) \tag{19}$$

根据式(17″)，映射速度分量为

$$\eta_c = \eta_a - t_c\left[\bar{\beta}(x_a, -t_c) - \frac{t_c}{2}\frac{\partial\bar{\beta}(x_a, t)}{\partial t}\bigg|_{t=-t_c}\right] \tag{20}$$

考虑到碰撞后的相角具有如下关系

$$\vartheta_a = \vartheta + t_c \tag{21}$$

则根据式(20)可以计算出映射速度

$$\eta_c = \bar{\eta} + \frac{1}{\eta}(\bar{A}_{000} - G_1\tilde{A}_{000})(\theta-\tilde{\theta}) + G_1(\eta-\tilde{\eta}) + \\ \frac{1}{2\eta}\left[\frac{1}{\bar{\eta}^2}\tilde{A}_{000}(\bar{A}_{000} - G_1\tilde{A}_{000}) - \left(\frac{\bar{\eta}}{\eta}\bar{A}_{100} + 3G_1\tilde{A}_{100}\right) - \frac{1}{\eta}(3\bar{A}_{001} + G_1\tilde{A}_{001}) - \right. \\ \left.\frac{1}{\eta}(\bar{A}_{000}\bar{A}_{010} + 2G_1\bar{A}_{010}\tilde{A}_{000} + G_1\tilde{A}_{010}\tilde{A}_{000} - G_2\tilde{A}_{000}^2)\right](\theta-\tilde{\theta})^2 + \\ \frac{1}{\eta}\left[G_1(\bar{A}_{010} - \tilde{A}_{010}) - \frac{1}{\eta}(\bar{A}_{000} - G_1\tilde{A}_{000}) - G_2\tilde{A}_{000}\right](\theta-\tilde{\theta})(\eta-\tilde{\eta}) + \\ \frac{1}{\eta}(\bar{A}_{001} - G_1\tilde{A}_{001})(\theta-\tilde{\theta})(\vartheta-\tilde{\vartheta}) + \frac{G_2}{2}(\eta-\tilde{\eta})^2 +$$

$$\frac{1}{\eta}[(\bar{A}_c - G_1\tilde{A}_c)(\gamma - \gamma_c) + (\bar{A}_0 - G_1\tilde{A}_0)(\Gamma - \Gamma_0)](\theta - \tilde{\theta}) \tag{22}$$

映射相角是

$$\vartheta_c = \vartheta \tag{23}$$

至此我们得到了约束映射的低阶近似,同样可计算高阶展开。

在广义状态空间中,首先定义横截面 $\Sigma_{\bar{\vartheta}}$。在分叉点(γ_c, Γ_0),确定 2/1 稳态碰撞运动。随分叉参数 γ 的改变,从起始点 x_0 出发,以一定分布规律给出随机变量,由式(19)和(22)计算映射后的分量,以此分量为新的起点,根据系统计算第二次碰撞点 x_c。利用约束映射对 x_c 作用一次,由方程(4)得到返回到 $\Sigma_{\bar{\vartheta}}$ 的映射。对每个分叉参数,按给定分布对随机变量取值,依此可以计算碰撞振动的演化过程。

4 结语

提出了基于约束映射来构造随机碰撞振动映射的方法,给出了碰撞时间、碰撞速度以及随机映射的近似计算。应用这个方法可以确定碰撞振动发生的可能区域及其边界,推广到较复杂的随机碰撞振动系统。

参 考 文 献

1 Goldsmith W. Impact. London: Edward Arnold Ltd., 1960
2 胡海岩.分段线性系统动力学的非光滑分析.力学学报, 1996, 28(4):483~488
3 谢建华.振动锤的数学模型与全局分叉.力学学报, 1997, 29(4):456~463
4 Bernard Brogliato. Nonsmooth Mechanics. London: Springer-Verlag, 1999
5 Bendat JS 著.沈民奋,范佩鑫译.随机数据的非线性系统分析与辩识.西安:西安交通大学出版社, 1990
6 Svetlitckie BA 著.谈开孚,邹经湘译.机械系统的随机振动.北京:高等教育出版社, 1976
7 冯奇.随机调幅 Rattling 系统建模.应用数学和力学, 1999, 20(1): 85~92
8 金栋平,胡海岩.两柔性梁碰撞振动类型的实验研究,实验力学, 1999, 14(2): 129~135
9 Fredriksson MH, Nordmark AB. Bifurcation caused by grating incidence in many degrees of freedom impact oscillators, Proceedings of the Royal Society of London A, 1997, 453: 1261~1276
10 朱位秋.随机振动.北京:科学出版社, 1992
11 Fredriksson MH. Topics in impacting system dynamics. [Ph D Thesis]. Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, 1998

四轮转向系统动力学问题的研究进展

韩　强　罗　毅

（华南理工大学力学系，广州 510641）

摘要　总结了四轮转向汽车动力学问题的研究概况，回顾综述了车辆动力学模型的研究现状及存在的主要问题，并对四轮转向系统动力学问题的研究趋势提出了作者的观点。

关键词　四轮转向，悬挂质量，稳定性，Hopf 分叉

引　言

四轮转向的含意是指汽车转向时，除了通常的前轮转向之外，再附加相应的后轮转向。可以认为，四轮转向汽车具有传统的前轮转向汽车无法比拟的优越性，这集中表现在以下几个方面：① 采用四轮转向技术的汽车中高速行驶时具有较好的稳定性；② 采用四轮转向技术的汽车转弯时车身具有较小的摆尾和侧滑，有效地改善了汽车的转向响应特性；③ 汽车低速行驶时转弯半径较小，提高了汽车的转向机动性；④ 四轮转向汽车采用逆相位转向方式时，车体质心所受到的横向力较小，汽车横向加速度较小；⑤ 汽车采用同相位转向方式时，横摆角速度增长较慢，汽车响应时间较长，过摆量减少，反应时间减少，有利于汽车中高速行驶时安全性；⑥ 与传统的前轮转向汽车相比，司机驾驶四轮转向汽车时能够更容易地控制汽车的运动姿态。

因此，西方国家为了满足驾驶员对汽车的灵活性、舒适性和安全性提出的越来越高的要求，自 20 世纪 80 年代起开始对四轮转向系统进行研究。如日本日产公司在 1985 年首次将四轮转向系统应用于 Skyline 轿车上，整个后轮转向架用两个油缸与前轮同向地转动，最大转角 0.5。，由此改变两个后轮前束，其目的是提高行驶稳定性和改善转向响应特性。然而，对四轮转向动力学问题的研究目前尚不是很多，现有研究也存在着一些不足，人们对四轮转向汽车的动力学行为仍然缺乏全面的认识和了解。在本文中，作者试图对这一研究领域的若干问题作一个简要的总结和评述，并对四轮转向系统动力学问题的研究趋势提出自己的观点。

1　四轮转向的控制方式

显然，驾驶员难以根据行驶经验及道路状况确定前后轮的转向规律，更不可能同时操作两个方向盘分别控制前后轮的转向，因此四轮转向系统需要依靠主动控制技术实现对车辆运动学和动力学的控制。

汽车前轮转向系统中，后轮产生的转弯力是由其侧滑角造成的。一般而言，在 4WS 汽车中，转向角较小时，后轮转向方向和前轮一致沿着转弯方向，称为同相位转向；如果转向角较大，后轮转向方向和前轮转向方向相反，称为逆相位转向。由于高速转弯时司机不可能输人一个大的转向角，因此前后轮转向方向相同，而当低速转小弯时则可以采用逆相位转向方式。

在4WS汽车中，附加后轮转向的转向角是有限的，与前轮转向角有一定的比例关系，其目的是改善整车的转向特性和响应特性，提高行驶稳定性。

后轮附加转向既可以是同向转向又可以是反向转向，为了统一表达这一关系，引入转向角比 K_L 的概念，定义为后轮转向角与前轮转向角之比

$$K_L = \delta_r / \delta_f \tag{1}$$

式中 δ_r 为后轮转向角，δ_f 为前轮转向角。前轮转向后轮不转向时 $K_L = 0$；前轮转向后轮同向转向时 $K_L > 0$；前轮转向后轮反向转向时 $K_L < 0$。K_L 可以是一个常数，也可以根据一定的规律随各种参数而变化。常见的四轮转向控制方式可以分为以下几类。

(1) 比例转向

$$\delta_r = K_L \delta_f \tag{2}$$

式中 K_L 是一个常数。

(2) 开环4WS转向

$$K_L = \frac{-2b + \dfrac{mau^2}{LC_{1r}}}{2a + \dfrac{mbu^2}{LC_{1f}}} \tag{3}$$

式中 m 为汽车质量；a、b 分别是车体质心到前后轮的距离；$L = a + b$；C_{1f}、C_{1r}为轮胎常数；u 为汽车的纵向运动速度。开环4WS转向根据转向盘转角和车速来确定是同向转向还是反向转向，较好地改善了低速机动性，提高了中高速时的稳定性，车速较低时，主要是提高转向机动性，后轮反向转向，具有较小的转弯半径；高速行驶时，后轮与前轮同向转向以提高行驶稳定性，因此，这种情形较好地兼顾了汽车稳定性和机动性的要求，实现了对转向比的自动调节和控制。

从稳定性的角度看，比例转向中选择合适的转向比 K_L 显得尤为重要，虽然较大的转向比可以更好地提高行驶稳定性，但转向比过大不利于汽车低速行驶的机动性。

(3)

$$\begin{aligned} \delta_f &= \delta_f(\delta_s, \delta_c) \\ \delta_r &= \delta_r(\delta_s, \delta_c) \end{aligned} \tag{4}$$

这是司机和控制器同时对前后轮转向进行控制的转向方式，δ_f、δ_r 中司机转向 δ_s 所占份额越少，则这一四轮转向系统对司机调节行为的依赖性越小，在有的系统中司机的行为只起辅助作用。

此外，还有以传递函数形式给出的控制方式：

(4)

$$\delta_r(s) = \frac{K}{1 + \tau \circ s} \delta_f(s) \tag{5}$$

(5)

$$\delta_r(s) = [K - T \circ s] \circ \delta_f(s) \tag{6}$$

式中的 K、τ、T 均为常数。

随着汽车性能的不断改善，人们开始期望汽车具有快速的转向响应，以便如想象的那样迅速改变运动路径，为此，近年来人们开始了四轮转向技术的研究和应用，这一技术的应用不仅提高了汽车行驶的灵活性和安全性，而且可以缩短高速行驶汽车的车距，提高车速，有利于改善道路的通行能力。为了实现上述目标，人们尝试了各种现有的控制方法，从控制系统的模拟结果中提取转向比，作为汽车速度变化时调节后轮转向大小和方向的依据。

2 四轮转向系统的动力学模型

汽车行驶过程是驾驶员、汽车和道路环境之间的相互作用，这是一个人机交互作用的复杂

系统。当只研究汽车本身的动态特性时,与2WS的情形类似,可将汽车作为一个刚体动力学系统处理,假定汽车不做侧倾和俯仰运动,只研究其航向运动的特性,此时可简化为一个二自由度"bicycle"模型,即只考虑车辆的横向运动和横摆运动。研究汽车的滚动特性时,将汽车当做单个刚体就过于简化了,这时应考虑车身相对于车架的侧倾运动,通常车身是用弹簧与底架连接,此时可简化为一个三自由度双刚体模型,即考虑车辆的横向运动、横摆运动和侧倾运动。

绝大多数的研究者在其研究中采用了上述两个模型。Cho 和 Kim[1]针对4WS汽车系统,提出了一种最优控制方法,对不同优化指标的结果进行了分析对比,他们所采用的模型是二自由度"bicycle"模型,与此类似,Hwang 和 Y. Park[2]则采用了三自由度双刚体模型。利用这两种简单模型进行研究的还有文献[3~8,11]。Ssu-Hsin Yu 和 John J。Moskwa[9]在"bicycle"模型的基础上同时考虑了汽车的纵向运动,使其成为一个三自由度"bicycle"模型。吴志强[10]采用二自由度"bicycle"模型和非线性轮胎力模型,对四轮转向汽车的开环及闭环系统的非线性动力学问题进行了相应的研究。

应该注意到,二自由度"bicycle"模型和三自由度双刚体模型实际上假定汽车的纵向速度为一个常数,仅考虑了车辆正常行驶过程中,横向加速度较低时的动力学行为,例如车道交汇时的横向控制问题,在这种情形下,低自由度的汽车模型及线性轮胎力模型具有足够的精度,利用这些模型设计的控制器也已较为成熟。然而,这类低自由度模型无法准确反应横向加速度较高时汽车的动力响应,因此我们需要一个更为复杂的车辆动力学模型,以便预测汽车紧急机动时横向加速度较高情形下的响应行为。同时汽车紧急机动时横向加速度较高情形下,可以想象,汽车不可避免地存在着刹车、减速或加速,因此将汽车的纵向速度视为一个常数缺乏应有的合理性,紧急机动时车体运动的非线性耦合、轮胎力的非线性、纵向加速度以及车体的俯仰和侧倾运动对汽车的动力行为有着重要的影响,我们认为这也是在车辆动力学模型分析中应该予以考虑的问题。例如,车身的俯仰和侧倾不但影响汽车的平顺性和舒适性,而且直接影响操纵稳定性,车身的俯仰和侧倾使法向载荷在轮间重新分配,从而影响弹性轮胎的侧偏特性和汽车的转向特性,使轮胎定位参数发生变化,影响轮胎的稳定效应,还将引起轴转向现象,影响汽车的稳态及瞬态响应特性,因此在操纵稳定性分析中,车身的俯仰和侧倾运动是不可忽视的因素。

车辆动力学模型中的非线性效应对汽车的行驶状态有着重要的影响,特别是当汽车高速运动时更是如此。Z. Liu 等人[12]利用2WS的二自由度"bicycle"模型和非线性轮胎力模型,建立了汽车运动的非线性动力方程,他们假定汽车的前轮转向角除了由司机控制输人之外,尚叠加有一个简谐扰动,他们的研究发现,当车速满足一定要求时存在着发生混沌运动的可能,只是他们认为对前轮转向角的简谐扰动是由道路环境引发的,这一解释尚不能令人完全满意。

汽车方向稳定性所要研究的问题是汽车行驶方向的可控性和稳定性,虽然计及驾驶员反馈作用的闭环系统能更全面地描述实际汽车的操纵过程,但过于复杂,而利用开环系统进行研究,相当程度地揭示了汽车在特定输入条件下,结构参数与运动状态的内在联系,可以作为分析方向稳定性分析的初步基础。此时,如果限制汽车的横向加速度不超过0.3~0.4g的范围,则可将汽车归结为线性动力系统。然而为了预测汽车紧急机动时横向加速度较高情形下的响应行为,采用车辆的非线性动力学模型是十分必要的。

总的来看,对四轮转向动力学问题的研究尚不是很多,现有研究也存在着一些不足,这主要表现在以下几个方面:①人们研究的大都是车辆的低自由度模型,许多对汽车运动状态具有重要影响的因素没有考虑,低自由度模型的分析无疑帮助我们对四轮转向系统有了进一步的

深入认识,然而将我们的认识仅仅停留在现有阶段则是远远不够的;②仅考虑了汽车的正常行驶过程,事实上,汽车行驶过程中不可避免地存在着刹车、减速或加速现象,不考虑刹车、减速或加速对汽车行驶过程的影响,无法反应真实车体的运动状态;③人们大都采用线性模型,将注意力主要集中于控制问题的研究。因此由耦合非线性角度出发建立完整实用直观的车辆动力学模型无疑具有特别重要的意义。

四轮转向系统既要实现转向所需的运动,又要控制车辆的横向运动及摆动,影响车辆横向运动及摆动的主要因素有:地面作用于轮胎上的力(简称轮胎力)、驾驶员行为以及空气阻力。目前转向系统控制器的设计基于线性化车辆模型和线性控制律,忽略轮胎力的非线性及汽车不同方向运动间的非线性耦合,忽略驾驶员行为的影响。已有的研究表明,基于线性模型的控制律并非总有效,有时可能产生相反的结果。但目前极少见到对轮胎力中的随机成分、司机行为的时滞以及空气阻力对汽车横向运动影响的研究,已有的研究大多基于过分简化的车辆模型、控制系统模型和道路模型,理论分析和实车实验结果相比尚有一定的差距,因此对四轮转向系统建立一个相应的车辆非线性动力学模型,进行相应的非线性动力分析无疑具有重要的理论意义和实际应用价值。

为了克服上述研究中的一些不足,更好地反映实际结构的主要因素对汽车运动的影响并揭示其物理意义,加深人们对问题物理本质的理解和认识,我们建立了一个九自由度四轮转向汽车的非线性动力学模型[22],为了使这一模型具有更为广泛的适用性,可以用于汽车紧急机动时横向加速度较高情形下的动力分析,这一模型具有以下特点:①考虑汽车悬挂部分和非悬挂部分运动的非线性耦合;②考虑汽车的纵向运动和横向运动两个方向的平动,以及三个方向的转动即横摆运动、侧倾运动和俯仰运动,其中侧倾运动和俯仰运动是针对汽车的悬挂部分而言的,铅垂运动则采用准静态的研究方法;③汽车紧急机动时不可避免地存在着刹车、减速或加速现象,因此应该计及作用于轮胎上的驱动力和制动力,考虑由于纵向加速度以及车体的俯仰和侧倾运动引起的汽车铅垂方向轮胎力的重新分配,这意味着必须考虑四个轮胎的转动;④计及汽车横向轮胎力的非线性效应;⑤考虑空气阻力对汽车运动状态的影响。

无论对传统的前轮转向还是四轮转向汽车,轮胎力模型是车辆动力学研究中需要考虑的首要问题,如果研究的是汽车/司机闭环系统,还需要考虑司机模型的问题。由于轮胎的力学特征对汽车的动力行为有着重要的影响,因此人们在轮胎力学的研究中作了大量的工作,通过实验建立了一些轮胎力模型,其中常用的有轮胎横向力的线性模型和非线性模型(α 为侧滑角,角标 f、r 用以区分前后轮)。

(1) 线性模型

$$F_i = C_i\alpha_i \quad (i = f, r) \tag{7}$$

(2) 非线性模型

$$\left.\begin{aligned} F_{fi} &= -(C_{1f}\alpha_{fi} - C_{3f}\alpha_{fi}^3) \\ F_{ri} &= -(C_{1r}\alpha_{ri} - C_{3r}\alpha_{ri}^3) \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

式(8)中的 i 用以区分左右轮。司机对汽车运动状态的控制是通过施加转向角,改变车轮的侧滑角,从而调节地面作用于轮胎的侧向力来实现的。然而要准确定量地描述司机的行为并非易事,因为司机行为不仅受客观因素的影响,还受司机自身因素的影响。为了更为准确地描述司机对汽车运动的调节作用,人们相继提出了一些司机模型,这些模型可以分为两类,即补偿跟踪模型和预观跟踪模型,补偿跟踪模型只能用于汽车直线行驶情况下受到扰动时汽车的稳定性分析,同前者相比,预观跟踪模型将未来路径信息作为输入可以获得较好的跟踪精度。汽车在改变路径过程中,司机不断根据目测结果和对汽车运动状态的感觉,作出判断,进行调节。基本的几何关系可表示为

$$y + L\sin\psi + U_e = y_d \tag{9}$$

式中 U_e 为司机期望的调节量;L 为司机的预观距离。

因此,构建合适的 4WS 汽车/司机闭环动力学模型,并讨论其稳定性和非线性动力学特性,有助于我们更好地了解四轮转向系统的动力行为,更为准确地反映真实车体的运动状态,因此由耦合非线性角度出发建立完整实用的车辆动力学模型无疑具有特别重要的意义。

3 结语

目前人们对四轮转向系统的研究才刚刚开始,研究工作尚不深入,还需要人们付出更加艰苦的努力,在四轮转向系统的研究领域仍然存在着大量尚待研究的重要课题,可以认为,人们关注的四轮转向系统动力学问题主要有:

① 不同四轮转向控制策略的研究和评价,特别是从控制系统的模拟结果中提取转向比,作为汽车速度变化时调节后轮转向大小和方向的依据,这对四轮转向汽车的设计和制造具有特别重要的意义。

② 不同司机模型对四轮转向汽车/司机闭环系统动力学行为的影响。

③ 非线性因素对系统稳定性的影响。

④ 时滞对系统稳定性及其动力学行为的影响。

特别值得注意的是,人们在四轮转向汽车/司机非线性闭环系统动力学问题的理论分析中遇到了极大的困难。吴志强[10]、韩强[22]采用二自由度模型,讨论了四轮转向汽车/司机闭环系统的稳定性和 Hopf 分叉问题,如果自由度较高,虽然从理论上说可对系统作降维处理(例如采用中心流形定理),但实际上难以完成。即使采用二自由度模型,针对非平凡解稳定性的理论分析其复杂程度也是人们难以想象的,理论分析工作具有很大的难度和复杂性,还需要人们在理论分析中作大量艰苦细致的工作。

参 考 文 献

1 Cho Young H, Kim J. Design of optimal four-wheel steering system. Vehicle System Dynamics, 1995, 24: 661~682

2 Hwang SM, Park Y. Active roll moment distribution based on predictive control. Int J of Vehicle Design, 1995, 16(1): 15~28

3 Ackermann Jurgen. Robust decoupling, ideal steering dynamics and yaw stabilization of 4WS cars. Automatica, 1994,30(11): 1761~1768

4 Nagai Masao, Ueda Etsuhiro, Moran Antonio. Nonlinear design approach to four-wheel-steering system using neural networks, Vehicle System Dynamics, 1995, 24: 329~342

5 Ro PI, Kim H. Four wheel steering system for vehicle handling improvement : a robust model reference control using the sliding mode. Journal of Automobile Engineering, 1996, 210: 335~346

6 Mayr R. Automated steering control for vehicles. Int J of Vehicle Design, 1995, 16: 412~427

7 Higuchi A, Saitoh Y. Optimal Control of four wheel steering vehicle. Vehicle System Dynamics, 1993, 397~410

8 Fujioka T, Suzuki K. Control of longitudinal and lateral platoon using sliding control. Vehicle System Dynamics, 1994, 23: 647~664

9 Yu SH, Moskwa JJ. A global approach to vehicle control: coordination of four wheel steering and wheel torques. Journal of Dynamics Systems, Measurement, and Control, 1994,116: 659~667

10 吴志强. 复杂系统的非线性动力学研究. 南京航空航天大学博士后研究工作报告，1998

11 Gianone L, Palkovics L, Bokor J. Design of an active 4WS system with physical uncertainties. Control Eng. Practice, 1995, 3(8): 1075～1083

12 Liu Z, Payre G, Bourassa P. Nonlinear oscillations and chaotic motions in a road vehicle system with driver steering control. Nonlinear Dynamics, 1996, 9: 281～304

13 郭孔辉. 汽车操纵动力学，长春：吉林科技出版社，1991

14 蔡金狮. 动力学系统辨识与建模. 北京：国防工业出版社，1991

15 Furukawa Y, Yuhara N, Sano S, et al. A review of four-wheel stering studies from the viewpoint of vehicle dynamics and control. Vehicle System Dynamics, 1989, 18, 151～186

16 Dirk E. Smith and John M. Starkey, Effects of model complexity on the performance of automated vehicle steering controlls: model development, validation and comparison, Vehicle System Dynamics, 1995, 24, 163～181

17 Legouis T, Laneville A, Bourassa P, et al. Characterization of dynamic vehicle stability using two models of the human pilot behavior. Vehicle System Dynamics, 1986, 15, 1～18

18 Guo K, Guan G. Modelling of driver/vehicle directional control system. Vehicle System Dynamics, 1993, 22, 141～184

19 So SG, Karnopp D. Switching strategies for narrow ground vehicles with dual mode automatic tilt control. Int J of Vehicle Design, 1997, 18(5), 518～532

20 Shiotsuka T, Nagamatsu A, Yoshida K. Adaptive control of 4WS system by using neural network. Vehicle System Dynamics, 1993, 23, 411～424

21 Tousi S, Bajai AK, Soedel W. Closed-loop directional stability of car-trailer combinations in straight-line motion. Vehicle System Dynamics, 1992, 21, 333～360

22 韩强. 四轮转向汽车的非线性模型及其动力分析. 南京航空航天大学博士后研究工作报告，1998

电磁轴承-转子系统在1/3共振情况下的非线性振动和分叉

张海燕　张伟
（北京工业大学机电学院，北京 100022）

摘要　建立了八个极对的电磁轴承-转子系统的非线性动力学模型，得到了在PD控制器作用下的电磁轴承-转子系统的动力学方程。利用多尺度方法(MMS)推导出系统在1/3共振情况下的平均方程，最后利用Matlab软件对平均系统进行数值模拟，得到了平均系统共振响应曲线和局部分叉。

关键词　电磁轴承，多尺度方法，平均方程，数值模拟，局部分叉

引　言

主动式电磁轴承(AMBs)因具备非接触、易控制、低功耗等特点，因此在很多领域中得到了广泛应用[1]。由于电磁控制力是受控对象的位移和控制电流的非线性函数，从而构成了非线性机电系统。因此有必要对该系统的非线性动力学特性进行研究[2]，以期对电磁轴承-转子系统的非线性控制提供理论指导。近年来在国内外也展开了对电磁悬浮转子系统的非线性特性的研究[3]。文献[4]研究了具有四个极对的电磁轴承-转子系统的非线性动力学特性；文献[5]研究了高速不平衡刚性转子与轴承碰撞瞬间的暂态响应；文献[6]对具有八个极对的电磁轴承-转子系统动力学特性加以研究，但未考虑重力作用。当考虑重力作用时，电磁力的表达式将发生变化，因此系统的动力学方程与文献[6]中不同。本文首先建立了八个极对的电磁轴承-转子系统的动力学模型，得到了静平衡状态时的反馈电流，利用PD控制器对系统进行反馈控制，将电磁力表达为转子位移的非线性函数，得到了二自由度非线性动力学方程，然后利用多尺度方法得出系统的平均方程，最后通过对平均方程进行数值模拟，得出了系统的共振响应曲线和局部分叉。

1　电磁轴承-转子系统动力学模型

电磁轴承-转子系统模型如图1所示。水平放置的刚性转子在两端由两个相同的AMB支承，每个轴承由八个磁极对组成，在径向对称放置，如图2所示。

为了简化分析，忽略漏磁、边缘磁通量、涡流损失、磁心材料的饱和以及电磁铁之间的耦合效应，认为转子是具有两个自由度的刚体，得出偏心转子的动力学方程如下

$$\left.\begin{aligned} m\ddot{x} &= F_x - c\dot{x} - me\Omega^2\sin\Omega t \\ m\ddot{y} &= F_y - c\dot{y} + me\Omega^2\cos\Omega t + mg \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

这里 m,e,c 和 Ω 分别是质量、偏心距、阻尼系数和转子的转速；F_x 和 F_y 分别是 x 轴和 y 轴方向的电磁力的合力。

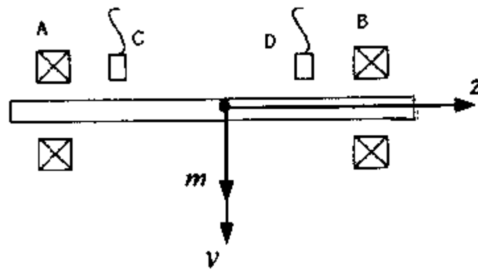


图 1　主动式电磁轴承 A,B 支承的刚性转子的模型,C,D 为传感器

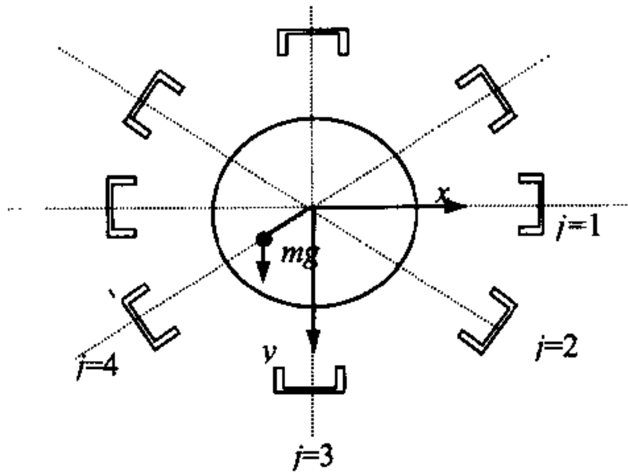


图 2　八极对电磁轴承-转子系统的简化图

电磁轴承的定子有八个极对,根据电磁轴承电磁力的表达式[7],得

$$F(I,w) = -\frac{\mu_0 A_a N^2}{4}\cos\alpha\left[\frac{(I_0+I)^2}{(C_0+w)} - \frac{(I_0-I)^2}{(C_0-w)^2}\right] \tag{2}$$

这里 μ_0, A_a 和 N 分别代表真空磁导率、磁极面积和绕磁线圈的匝数；2α 为磁铁的两个磁极间的角度；C_0 为转子与轴承之间的间隙；I_0 代表偏磁电流,用来建立起磁场；$I = i_0 + i$，i_0 表示反馈电流,用来维持转子在静态平衡位置的平衡；i 表示控制电流,控制转子在受扰时的位移；w 代表该方向的位移[4]。

控制环节采用 PD 控制器,控制电流为位移及转子速度的函数,即 $i = k_1 w + k_2 \dot{w}$，$\dot{w}$ 为对应于位移 w 的速度；k_1 为比例系数；k_2 为微分增益。根据转子在每个方向上的位移及电流,有

$$\begin{aligned} &w_1 = x, I_1 = i_1 \\ &w_2 = x\cos(\pi/4) + y\sin(\pi/4), I_2 = i_0 + i_2 \\ &w_3 = y, I_3 = i_0 + i_3 \\ &w_4 = x\cos(3\pi/4) + y\sin(3\pi/4), I_4 = i_0 + i_4 \end{aligned} \tag{3}$$

将 1,2,3,4 磁心对在 x 及 y 方向的合力带人方程组(1)中,并对方程式进行无量纲化。取初始间隙 C_0 作为特征位移,偏磁电流 I_0 作为特征电流[6],引进无量纲变量 $x^* = x/C_0, y^*$

$=y/C_0, t^*=t/B, \Omega^*=B\Omega$，为了简化分析，将无量纲变量的上标星号去掉，并将 F_x, F_y 利用泰勒展式展开（略去三阶以上项），得到转子无量纲化后的运动方程为

$$\left.\begin{aligned}&\ddot{x}+\mu\dot{x}+\omega_1^2x-(\beta_1x^3+\beta_2xy^2+\beta_3\dot{x}x^2+2\beta_4\dot{y}xy+\\&\qquad\beta_4\dot{x}y^2+2\beta_5\dot{x}\dot{y}y+3\beta_5\dot{x}^2x+\beta_5\dot{y}^2x)=-f\sin\Omega t\\&\ddot{y}+\mu\dot{y}+\omega_2^2y-(\beta_2y^3+\beta_2yx^2+\beta_3\dot{y}y^2+2\beta_4\dot{x}xy+\\&\qquad\beta_4\dot{y}x^2+2\beta_5\dot{x}\dot{y}x+\beta_5\dot{x}^2y+3\beta_5\dot{y}^2y)=f\cos\Omega t\end{aligned}\right\}\tag{4}$$

这里

$$\left.\begin{aligned}&p=\frac{k_1C_0}{I_0},d=\frac{k_2C_0}{I_0B},B^2=\frac{4mC_0^3}{\mu_0N^2AI_0^2},c_1=\frac{cC_0}{B},a=\frac{\mu_0A_aN^2I_0^2}{4C_0^2}\cos\alpha\\&\mu=4d(1+i_0)\cos\alpha+\frac{c_1}{a}\cos\alpha,\omega_1^2=2(4p-4-2i_0^2)\cos\alpha,\omega_2^2=2(4p-4-6i_0^2)\cos\alpha\\&\beta_1=2(6-9p+3p^2+2i_0^2)\cos\alpha,\beta_2=2(6-9p+3p^2+6i_0^2)\cos\alpha\\&\beta_3=2d(4p-6-3i_0)\cos\alpha,\beta_4=-6i_0d\cos\alpha,\beta_5=2d^2,f=\frac{e\Omega^2}{C_0}\end{aligned}\right\}\tag{5}$$

这里 x 和 y 分别代表转子在 x 轴及 y 轴的位移；$\dot{x}$ 和 $\dot{y}$ 分别代表转子在 x 轴和 y 轴的速度。电磁轴承-转子模型有八个极对，所有电磁铁被认为有相同结构和相同的线圈匝数。假定反馈控制系统产生一个正比于转子位移和速度的电流，即采用 PD 控制策略。本文的研究集中于非线性电磁力对转子动力学特性的影响，以及转子动力学特性对 PD 控制器设计的影响。

2 摄动分析

下面应用多尺度方法(MMS)[8]对系统(4)进行分析，引进小参数 ϵ，考虑 1/3 亚谐共振情形，即

$$\omega_1^2=\frac{1}{9}\Omega^2+\epsilon\sigma_1,\quad \omega_2^2=\frac{1}{9}\Omega^2+\epsilon\sigma_2$$

这里 σ_1 和 σ_2 为调谐参数。

根据多尺度方法，令 ϵ 的同次幂的系数相等，消去长期项，得到极坐标形式的平均方程如下

$$\begin{aligned}&\frac{\mathrm{d}a_1}{\mathrm{d}T_1}=-\frac{\mu a_1}{2}+\frac{\beta_3a_1^3}{8}+\frac{\beta_4a_1a_2^2}{4}+\frac{\beta_4a_1a_2^2}{8}\cos2(\varphi_2-\varphi_1)+\\&\qquad\left(\frac{3\beta_2a_1a_2^2}{8\Omega}+\frac{\Omega\beta_5a_1a_2^2}{24}\right)\sin2(\varphi_2-\varphi_1)\\&a_1\frac{\mathrm{d}\varphi_1}{\mathrm{d}T_1}=\frac{3\sigma_1a_1}{2\Omega}-\frac{9\beta_1a_1^3}{8\Omega}-\frac{3\beta_2a_1a_2^2}{4\Omega}-\frac{\Omega\beta_5a_1^3}{8}-\frac{\Omega\beta_5a_1a_2^2}{12}+\frac{\beta_4a_1a_2^2}{8}\sin2(\varphi_2-\varphi_1)-\\&\qquad\left(\frac{3\beta_2a_1a_2^2}{8\Omega}+\frac{\Omega\beta_5a_1a_2^2}{24}\right)\cos2(\varphi_2-\varphi_1)\\&\frac{\mathrm{d}a_2}{\mathrm{d}T_1}=-\frac{\mu a_2}{2}+\frac{\beta_3a_2^3}{8}+\frac{\beta_4a_2a_1^2}{4}+\frac{\beta_4a_2a_1^2}{8}\cos2(\varphi_1-\varphi_2)+\end{aligned}$$

$$\left.\begin{aligned}&\left(\frac{3\beta_2 a_2 a_1^2}{8\Omega}+\frac{\Omega\beta_5 a_2 a_1^2}{24}\right)\sin 2(\varphi_1-\varphi_2)\\ a_2\frac{\mathrm{d}\varphi_2}{\mathrm{d}T_1}&=\frac{3\sigma_2 a_2}{2\Omega}-\frac{9\beta_2 a_2^3}{8\Omega}-\frac{3\beta_2 a_2 a_1^2}{4\Omega}-\frac{\Omega\beta_5 a_2^3}{8}-\frac{\Omega\beta_5 a_2 a_1^2}{12}+\frac{\beta_4 a_2 a_1^2}{8}\sin 2(\varphi_1-\varphi_2)-\\ &\left(\frac{3\beta_2 a_2 a_1^2}{8\Omega}+\frac{\Omega\beta_5 a_2 a_1^2}{24}\right)\cos 2(\varphi_1-\varphi_2)\end{aligned}\right\} \tag{6}$$

当$\frac{\mathrm{d}a_1}{\mathrm{d}T_1}=\frac{\mathrm{d}\varphi_1}{\mathrm{d}T_1}=\frac{\mathrm{d}a_2}{\mathrm{d}T_1}=\frac{\mathrm{d}\varphi_2}{\mathrm{d}T_1}=0$时，可以得到电磁轴承-转子系统的周期解，并且可以进行局部分叉分析，因此我们有

$$a_1=0,a_2=0 \tag{7}$$

$$\left.\begin{aligned}&(18\beta_1\beta_5\Omega^2+\beta_5^2\Omega^4+\beta_3^2\Omega^2+81\beta_1^2)a_1^4+(12\beta_2\beta_5\Omega^2 a_2^2+12\beta_1\beta_5\Omega^2 a_2^2+\frac{4}{3}\beta_5^2\Omega^4 a_2^2-\\&8\mu\beta_3\Omega^2+4\beta_3\beta_4\Omega^2 a_2^2-24\sigma_1\beta_5\Omega^2-216\sigma_1\beta_1+152\beta_1\beta_2 a_2^2)a_1^2+(3\Omega^2\beta_4^2 a_2^4+144\sigma_1^2+\\&16\mu^2\Omega^2-16\mu\beta_4 a_2^2\Omega^2+36\beta_2^2 a_2^4+8\beta_2\beta_5\Omega^2 a_2^4+\frac{1}{3}\Omega^4\beta_5^2 a_2^4-16\sigma_1\beta_5\Omega^2 a_2^2-9\beta_2^2\Omega^4 a_2^4-\\&144\sigma_1\beta_2 a_2^2-2\beta_2\beta_5\Omega^4 a_2^4)=0\end{aligned}\right\} \tag{8}$$

$$\left.\begin{aligned}&(24\beta_2\beta_5\Omega^2+4\beta_5^2\Omega^4+\beta_3^2\Omega^2+36\beta_2^2)a_2^4+(784\beta_2\beta_5\Omega^2 a_1^2+4\beta_5^2\Omega^4 a_1^2-8\mu\beta_3\Omega^2+\\&4\beta_3\beta_4\Omega^2 a_1^2-32\sigma_2\beta_5\Omega^2-96\sigma_2\beta_2+48\beta_2^2 a_1^2)a_2^2+(3\Omega^2\beta_4^2 a_1^4+64\sigma_2^2+16\mu^2\Omega^2-\\&16\mu\beta_4 a_1^2\Omega^2+16\beta_2^2 a_1^4+8\beta_2\beta_5\Omega^2 a_1^4+\frac{3}{4}\Omega^4\beta_5^2 a_1^4-16\sigma_2\beta_5\Omega^2 a_1^2-4\beta_2^2\Omega^4 a_1^4-\\&64\sigma_1\beta_2 a_1^2-2\beta_2\beta_5\Omega^4 a_1^4)=0\end{aligned}\right\} \tag{9}$$

从方程式(6)可以看出，系统一定具有零解。系统最多有两个非零解，下面用数值方法来研究分叉响应曲线。

3 数值模拟

由于无法用解析的方法求得分叉方程(8)和(9)的解析解，因此我们必须用数值方法来研究各种不同的分叉响应曲线。为简化分析现只研究单模态的情况，取 $a_2=2$，可以得到以下几种不同的分叉响应曲线。从数值模拟结果不难看出，系统的分叉响应曲线可以分为以下几种情况。

图 3(a)表明当 $\mu=0.2$ 时，随着频率的变化，系统由一个非零解，变化为有两个非零解。(b)表明当 $\mu=0.9$ 时，系统只有两个频率对应一个非零解的情况，在其他的频率范围内系统具有两个非零解或无非零解。两图比较可知，在其他参数不发生变化，只有阻尼项增加时，系统具有非零解的频率范围变小。

图 4 表明随着频率的变化，系统由只具有一个非零解向有两个非零解过渡的情况。随着频率的增加，非零解的曲线都呈上升趋势。从图形可以看出，当其他参数不发生变化时，β_1 减小，响应的幅值增加，μ 增加，系统具有非零解的频率范围减小。

图 5 表明系统总是具有两个非零解的情形，图(a)、(b)和(c)的形状尽管不同，但都对应

具有两个非零解的情况。从(a)(b)两图可以看出,随着 β_1 的减小,响应的幅值明显增加。当 β_1 不变,增加阻尼时,对应两个非零解的频率范围缩小。

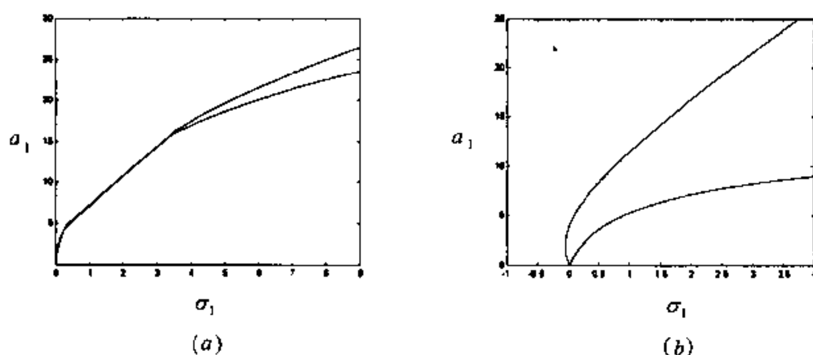


图 3　分叉响应曲线 1　$\beta_1=0.017,\beta_2=0.2,\beta_3=12,\beta_4=-50,\beta_5=2.0,\Omega=2$

(a) $\mu=0.2$;(b) $\mu=0.9$。

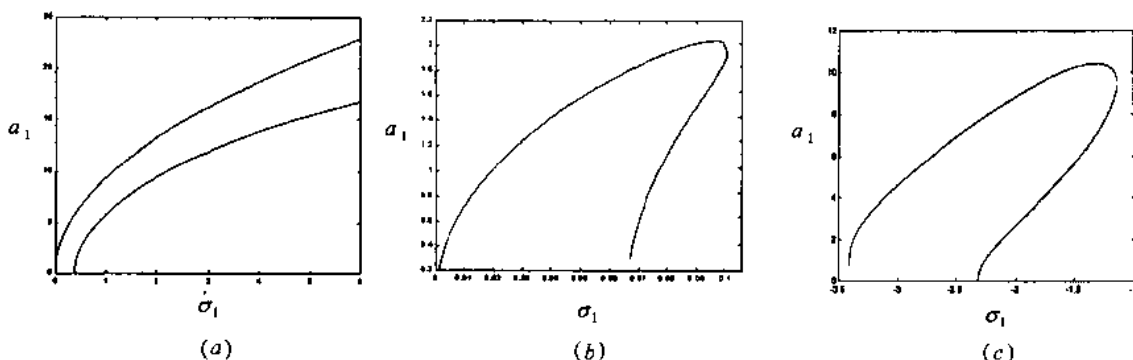


图 4　分叉响应曲线 2　$\beta_2=0.04,\beta_3=-1.5,\beta_4=-15,\beta_5=2.0,\Omega=2$

(a) $\beta_1=0.1,\mu=0.2$;(b) $\beta_1=0.04,\mu=1.5$;(c) $\beta_1=0.08,\mu=1.2$。

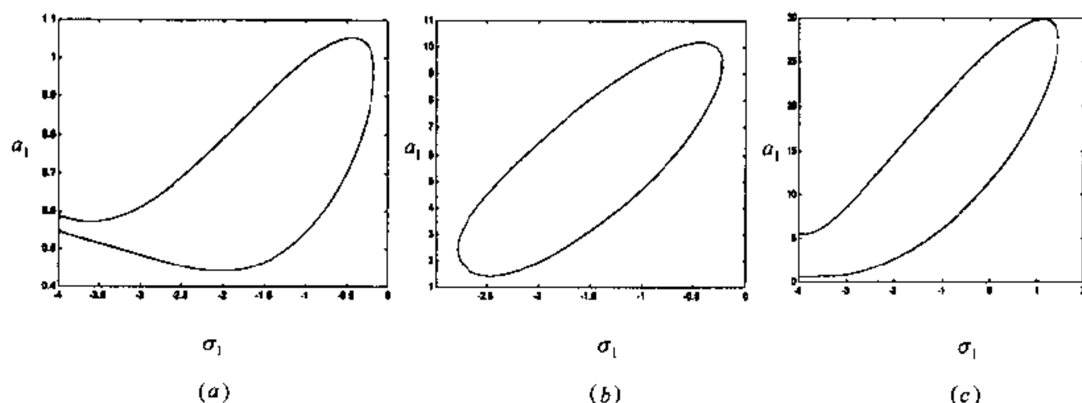


图 5　分叉响应曲线 3　$\beta_2=12,\beta_3=15,\beta_4=-15,\beta_5=3,\Omega=2$

(a) $\beta_1=-0.7,\mu=1.4$;(b) $\beta_1=-7,\mu=1.4$;(c) $\beta_1=-7,\mu=0.9$。

图 6 所示图形与图 5 所示图形情况相似,但这里是 β_2 参数由大到小发生变化。图 6(a)所示情况表明两个非零解逐渐分离直到非零解消失,图 6(b)表明两个非零解逐渐接近,最后合成为一个非零解,随着频率的增加,两个非零解的曲线大体呈上升趋势。而图 6(c)与(b)相

比，由于 β_2 为负数，两个非零解的幅值随频率的增加呈减小趋势。

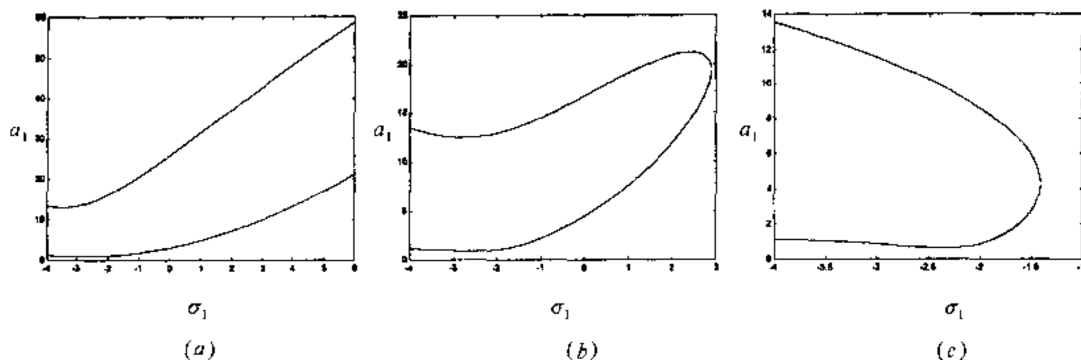


图 6　分叉响应曲线 4　$\beta_1=-2,\beta_3=15,\beta_4=-50,\beta_5=9,\mu=0.5,\Omega=2$

(a) $\beta_2=1.2$；(b) $\beta_2=0.2$；(c) $\beta_2=-0.8$。

4　结语

本文研究了具有八个极对的电磁轴承-转子系统在考虑重力情况下的共振响应曲线和局部分叉。由系统的动力学方程可知，系统必具有零解，且最多只有两个非零解。由于无法用解析的方法获得系统的解析解，所以利用数值模拟，得出了系统的十一种共振响应曲线，这十一种曲线说明了系统只具有零解、具有一个非零解和两个非零解及其三者相互转换的情况。从图形中可以看出，β_1、β_2 和 μ 是影响系统的共振响应曲线的主要参数。随着阻尼的增加，系统具有非零解的频率范围变小。对 β_1 取正值和负值两种情况进行分析，发现随着 β_1 的减小，响应的幅值增加；随着 β_2 的增加，响应的幅值变小。

参　考　文　献

1　Na U J, Palazzolo A. Optimized realization of fault-tolerant heteropolar magnetic bearings. Journal of Vibration and Acoustics, 2000, 122: 209～221

2　Virgin L N, Walsh T F, Knight J D. Nonlinear beahavior of a magnetic bearing system. Transaction of the ASME, 1999, 117: 582～588

3　Chinta M, Palazzolo A B. Stability and bifurcation of rotor motion in a magnetic bearing. Journal of Sound and Vibration, 1998, 214: 793～803

4　Ji J C, Yu L, Leung A, Y, T. Bifurcation behavior of a rotor in active magnetic bearings. Journal of Sound and Vibration, 2001, 235: 133～151

5　Ji J C, Yu L. Drop Dynamics of a high speed unblanced rotor in active magnetic bearing machinery. Mechanics of Structrures and Machines, 2000, 28: 185～200

6　Ji J C, Hansen C H. Nonlinear oscillations of a rotor in active magnetic bearings. Journal of Sound and Vibration, 2001, 240: 599～612

7　Laier D, Markert R. Simulation of nonlinear effects on magnetically suspended rotors. Proceedings of the 1st International Conference on Engineering Computation and Computer Simulation ECCS-1, Changsha, China, 1995, 1, 473～482

8　Nayfeh A H. Perturbation Methods. New York: Wiley-Interscience, 1973

骨生长和骨折愈合的生物力学研究

钱民全　彭荣蘘　赵笃凤　钱大兴　王克仁　何　林　余宏荣
（中国科学院力学研究所，北京 100080）
孟　和　张长江　董福惠　顾　华　李可芯　钟红刚
（中国中医研究院骨伤科研究所，北京 100700）
张碧辉　　侯振德
（中国科学院生物物理所，北京 100101）　（天津大学力学系，天津 300072）

摘要　应力或应变对骨生长和骨折愈合起着十分重要的作用，国内外已经形成了研究的热点。本文介绍了自 1976 年以来的 1/4 世纪中，我们几个单位合作在对骨生长和骨折愈合的生物力学研究中的进展，并介绍了两个应力与生长研究有启发性的定性实验，最后展望了由应力对人长高的控制和得到骨折愈合施加最佳应力的可能性。

关键词　骨生长，骨折愈合，生物力学研究

引　言

应力对骨生长影响的研究是国内外生物力学工作者和医务工作者研究的前沿课题。著名生物力学家冯元桢教授指出："应力对骨的改变、生长和吸收起着调节作用，这对于健康和医疗是非常重要的"[1]。钱煦、冯元桢等科学家组成的美国生物力学委员会指出："当前研究课题中一个富有挑战性的焦点，是揭示生物组织重建过程与应力场及包含的微观结构之间的依赖关系，与此紧密相关的另一个问题是研究组织在愈合过程中力学特性的变化，越来越明显，进行这两方面的研究必须考虑到细胞的功能，在未来的研究中必须妥善处理细胞作用因素"[2]。基于这种研究的重要性，国内外有关研究人员长期以来都投入了大量的精力进行有关研究。几年前国外在研究轴向力作用下骨的径向生长有了进展；近几年来已深入到机械作用机理的研究了。国内对应力与生长的作用研究也屡见不鲜。目前国内外已形成了应力对生长研究的热点。我国国家自然科学基金委也十分重视这方面的研究，将力学学科中的"生物组织的应力与生长"课题作为鼓励研究领域。下面介绍一下我们在应力与生长、应力与骨折愈合研究工作方面的进展，介绍两个与这方面有关的定性实验。最后展望了由应力对人长高的控制和得到骨折愈合施加最佳应力的可能性。

1　我们研究工作的进展

在国内，我们最早注意到了应力与生长研究的重要性[3]。我们从 1976 年开始从事生物力学研究就切入有关应力与生长、应力与骨折愈合的课题，经过 1/4 世纪的研究工作，除了一些与骨伤科临床实际相结合的课题以外，特别是多次得到国家基金委资助的有关应力与生长、应

力与骨折愈合的课题，得到了许多有意义的成果。这是力学研究所生物力学课题组与中国中医研究院骨伤科研究所、中国科学院生物物理研究所和天津大学力学系等单位进行合作研究的结果，我们还得到了力学研究所谈镐生先生、生物物理所贝时璋先生和骨伤科研究所尚天裕先生的亲自指导。

我们最先将骨生长与应力适应性推广到骨折愈合与应力适应性上去[4,5]。贝时璋先生曾说，骨折愈合与应力适应性假设，思想很朴素而深刻，容易被人们所接受。

有人说骨折愈合就是骨生长，其实尽管两者有相同的地方，但也有区别：它们都有骨细胞的增殖和分化，骨在轴向生长就长高，骨在径向生长就长粗、长厚。骨折愈合时骨细胞要在断端面上生长使缝隙消失，同时使两断端面骨细胞互相渗透而连接。没有骨细胞的连接过程，就没有骨折的愈合。有时候骨断端骨细胞长得很多，但缝隙就是不连接——骨不连，骨折就不能愈合。正像一个新手焊接工虽然在两段钢管之间堆了一大堆焊铁，由于没有将两段钢管焊接在一起，所以只要轻轻敲打一下，两段钢管又分离了。骨折愈合必须长得牢。

为了探讨骨生长与骨折愈合的过程，考虑到应力或应变与骨不同方向和不同时间的生长有关（骨生长不是绝对地遵循几何相似性；骨折愈合的断端附近常常形成梭形骨痂），我们对 S.C. Cowin 的骨表面再造理论进行改进、并推广到骨折愈合过程中去[6~10]。发现与 S.C. Cowin 骨的 11 种经向生长方式，和我们提出的骨的轴向 9 种生长方式，可以组合成 99 种骨的生长方式；同样对于骨折愈合过程也可以有 99 种骨折愈合方式。当然在结合实际问题时，有意义的只有几种。

我们通过骨折愈合过程中骨的 X 光片灰度扫描，从而使得骨折愈合过程可以进行计算机判断[11]。

为了探讨应力或应变通过可能的方式之一——力电性机理影响骨的生长和骨折愈合过程，我们介绍了骨的压电性和以后发现的骨的流动电位[12,13]，并且进行了大量的骨冲击实验。应力或应变是通过骨本身或体液（血液、淋巴液和关节液）传递（transmission）的，同时通过转导（transduction）将力学信号转变为生物反应。

骨的生长和骨折愈合的研究和其他生物力学研究一样，有从宏观向细胞和分子水平发展的趋势。我们也进行了一些研究工作[14,15]，我们将骨折愈合的生物力学研究深入到骨组织和细胞培养水平。通过离体培养骨组织在压应力作用下骨折愈合情况以及压力变化对离体培养成骨细胞增殖与分化的影响。结果表明，间断加压对骨折愈合有肯定的促进作用；间断性加压可促进离体培养成骨细胞的增殖和分化。

我们发展了对细胞使加力的装置。一是制作了充气-放气间断加压细胞培养装置，并应用于实验，发现间断加压比持续加压更有利于骨生长和骨折愈合[15]。二是设计了多剪应力作用细胞培养流动腔，可以一次实验得到一段连续剪应力作用于培养细胞。并且可望通过平行圆板流动腔发现细胞临界起始剪应力；通过扩散或收缩非平行板流动腔有可能发现细胞极限剪应力[16]。三是设想应用弯管摆动装置，利用弯管壁面受拉侧、中性层和受压侧的区别，将细胞粘贴在相应的区域，同时使弯管摆动，从而将拉、压周期性应力作用于培养细胞上，以与中性层中培养的细胞作有关对照。

我们研究了骨折的绝对固定和相对固定的生物力学原理[17~19]。利用电子万能材料试验机对家兔四肢横行截骨，通过比较夹板、钢板螺丝钉、髓内针和石膏固定，通过多种方式观测，包括电镜观测和元素分析，在一定的条件下，由于相对固定，骨折断端有合适的活动，产生有利于骨折愈合的应力，显示了夹板相对固定有利于骨折愈合。

在前人工作的基础上,我们尝试了利用我们提出的数学模型:骨折后断端表面生长速率与其承受的应变改变成比例;骨痂组织的弹性模量随时间的变化率是该应变状态的函数,进行了有限元计算分析,结果可以从定性上说明骨折愈合过程的许多有意义的问题[20]。

通过对骨折愈合过程进行三点弯曲动物跟踪试验,我们得到了骨折愈合过程中加载和挠度之比值随愈合时间变化曲线,假设骨痂密度的变化速率同正常骨密度与骨痂密度之差成正比,从而推导出骨痂的弹性模量随愈合时间的变化关系[21]。

我们探讨了微重力状态下人长高的可能原因[22]。人和动物在生长期时,骨骺细胞在克重力作用后一直在增殖、分化,直到重力阻碍作用与自然生长相平衡而停止生长。在太空中这一平衡被打破,骨骺细胞重新活跃而增殖分化。另一种骨轴向生长的可能机理是骨细胞在微重力作用下的伸长而得到固定,从而使整骨伸长而使人长高。

2 两种定性实验

我们在已有研究应力与生长、应力与骨折愈合等课题的基础上,为了将研究深入下去,做了两种多次定性实验。

第一种定性实验曾用两年时间,每年一次以 X 光照相初步检测雏鸡到成鸡胫骨自然生长速率(图 1)。

考虑到研究长骨的生长规律,我们选择了鸡的胫骨作为研究对象。理由是鸡一生中胫骨可以伸长一个量级,易于观测;鸡胫骨直立受轴向力,可模拟人长骨受力;鸡生长周期相对较短,有利于我们的实验观测。

实验分别在清河和顺义进行。将刚破壳的雏鸡胫骨中间插入终身携带着的两针灸针小段,在鸡生长过程中,定期作 X 光透视照相至鸡成年后处死。为了作 X 光片灰度比较起见,在被观测的骨折愈合骨旁边,设置一确定长度的模块物体同时也被 X 光透视照相,在骨折愈合过程中,以比较模块和逐渐加深的愈合骨的 X 光片的灰度。实验有这样的定性结果:

① 雏鸡到成鸡胫骨长由 12mm 左右,长到 12cm 左右,生长一个量级。

② 就初步的实验观测看,和已有的生物医学工作者观点一致,长骨的生长点在两端骨骺。

③ 胫骨远心端和近心端生长长度不一样,近心端生长大于远心端。

第二种定性实验是测量在体和离体树枝(我们取夹竹桃树技为试件),在恒弯曲时,由置于弯曲树枝中间的应力环测量力随时间由大变小的过程(图 2)。实验长达三个月之久,昼夜连续观测,得到了一些有意义的定性结果。

① 树枝弯曲力由大变小,一开始时弯曲力下降很快,以后下降变缓。离体树枝最后弯曲力为零,而在体活枝弯曲力最后近于零。

② 在体树枝昼夜可能受光合作用影响,受力大小有波动;离体树枝受力无波动。

③ 宏观上实验说明了受拉和受压侧比之中性层有塑性变形;进一步到细胞水平,我们推测由电镜测量受拉和压侧比之中性层的细胞间距有伸长和缩短,随着时间推移使之固定下来。这种设想我们将推广到动物长骨中去观测。测量细胞间距的变化据查只有国内有人对内皮细胞进行过测量[23]。

两个定性实验提示我们,不管动物或植物可以在多种受力状态下,从宏观状态到细胞和分子 水平,深入进行生长的定量研究是必要的、可行的。我们设想在鸡生长过程中,在其背上驮



图 1　实验 1
鸡胫骨生长过程的 X 光观测



图 2　实验 2
在体树枝恒弯曲受力过程测量

沙逐渐加重而对胫骨加压，脚上逐渐负重而使胫骨拉伸，以及悬脚或鸡胸卧地而让胫骨不受力等等措施，比较鸡在正常生长状态下的胫骨轴向生长和径向加题，从而比较全面地了解骨的生长规律。我们将定量地探索拉应力有利于骨的轴向生长而径向变细，压应力阻碍骨的轴向生长而径向加粗的可能性。

3　展望

人和动物的生长从内因来说，主要受遗传影响，我们称其为自然生长，在骨上端、中部和下端的生长为 $\Delta l_{上自}$，$\Delta l_{中自}$ 和 $\Delta l_{下自}$；而外因除了受应力影响外，还有药物（如生长素）、营养等因素的影响。我们主要研究应力对长骨生长的部分规律。在其他条件相同时，对初始参考长度为 l_0 的长骨，在受力时间 t 后生长为 l。在骨上端、中部和下端生长为 $\Delta l_{上力}$、$\Delta l_{中力}$ 和 $\Delta l_{下力}$，那么

$$\varepsilon = \Delta l / l_0 = (l - l_0)/l_0, \quad \Delta l = \Delta l_{上自} + \Delta l_{上力} + \Delta l_{中自} + \Delta l_{中力} + \Delta l_{下自} + \Delta l_{下力}$$

通常人们认为自然状态下长骨中间段生长量 $\Delta l_{中自} = 0$。根据定性实验 2 推测 $\Delta l_{中拉力} > 0$，$\Delta l_{中压力} < 0$。定性实验 1 有定性结果，在自然状态下，上下端生长量有 $\Delta l_{上自} > \Delta l_{下自}$。在一定范围受力后可能有 $\Delta l_{上拉力} > 0$，$\Delta l_{下拉力} > 0$；$\Delta l_{上压力} > 0$，$\Delta l_{下压力} > 0$。通过今后进一步深入作定量检测，有助于我们自己提出生长和骨折愈合的计算方案。正如冯元桢教授说过，生物力学工作者要亲自动手进行生物实验测量，才有可能进行最好的理论计算分析，现存的资料往往不足以提供给我们精确的数据。深入的基础研究为认识生长这一生命现象，有重要的理论意义，对健康和医疗有实际应用价值，如对体育锻炼和医疗手术有指导意义。对微重力下的骨生长研究有参考价值，人们有可能部分地对生长进行人工干预和控制。

骨生长的研究，一个特别重要的应用是对人身高的控制。前面讲到影响人身高有多种因

素。应力可以促进或抑制骨的生长，在理论上可以说已为人们所共识，但要得以在实际中应用还有时日。应力影响骨生长可以说是最好的方式，因为遗传是先天性的，相对说来要比较困难一些(当然不是不可能，基因方法就有可能)。药物控制通常会引起副作用，如生长素激素之类会引起不少麻烦，通常要影响全身健康。

至今人们没有提出人的确切最佳高度是多少的问题。人的身高是长期以来进化、自然选择优化的结果。通常男人身高160～190cm，女人身高150～180cm是大家可以接受的合适高度。低于160cm的男人和低于150cm的女人，人们会认为矮了一点；反之高于190cm的男人和高于180cm的女人，人们会说高了一些。现在人们通常希望能长高一些，利用应力的作用促进人长高在21世纪是完全可能的。

骨折问题随着时代的发展，特别是高速交通工具的利用，有增长的趋势，人们必须认真对待。骨折愈合也与多种因素有关，但合适的应力可以促进骨折愈合也是人们所共识的。通常我们认为交变或间断的压应力的作用可以促进骨折愈合，效果比恒压力要好。至于一定范围内拉应力对骨折愈合的作用也值得研究。医生经常要求生物力学工作者提供最佳的应力准确数值，来对骨折愈合进行合适的治疗。展望21世记，我们有理由相信，找到最佳应力作用促进骨折愈合也是完全可能的。

参 考 文 献

1 冯元桢.生物力学.北京:科学出版社,1983

2 美国生物力学委员会.生物力学未来研究的需要(中译文).力学进展,1987,2

3 钱民全,陶祖莱,盛家宁.生物力学概论.近代生物学讨论会,西安,1982.6

4 《生物科学参考资料》,1985,19:29～34

5 钱民全,陶祖莱,盛家宁等.骨折愈合与应力的适应性假设——兼论小夹板固定的优越性.第一届中日美生物力学会议论文(英文),1983.5;北京生物医学工程,1984,1:28－32

6 钱民全,彭荣龚,孟和等.骨折愈合的应力适应性的初步图解解释.第二届全国生物固体力学学术讨论会,1986.9

7 钱民全,彭荣龚,王克仁等.骨折愈合方程的初步研究.第六届全国生物物理学术会议,1990.5

8 钱民全,彭荣龚,王克仁等.骨折断端间的生长方程初步研究.第二届全国生物数学学术会议

9 钱民全,彭荣龚,王克仁等.骨折骨的生长和愈合方程.第三届全国固体生物力学讨论会,1990.7

10 钱民全,王克仁,彭荣龚等.骨的轴向生长理论分析(英文).1991年医学物理及生理医学工程世界学术大会卫星会议,1991.7

11 钱民全.骨的生长方程的改进以及骨表面和骨折缝隙端面生长的可能形式.第三届全国生物数学会议,1994.11

12 董福慧,钱民全,游洪涛.骨折愈合过程的计算机判断(英文).1991年医学物理及生理医学工程世界学术大会卫星会议,1991.7

13 [日]深田荣一.钱民全译.骨的压电性和压电膜对骨生长的影响(中译文).北京生物医学工程,1983.1～2

14 钱民全.骨的生长和压电性.第一届全国生物固体力学学术讨论会议,1983.9

15 李可心,张碧解,钱民全等.模仿生理应力而诱导的一个骨折愈合新模型(英文).1991年医学物理及生理医学工程世界学术大会卫星会议,1991.7

16 李可心.压应力与骨折愈合适应性的研究——离体培养骨组织和成骨细胞基础实验及小夹板治疗胫腓骨折临床观察.中国中医研究院骨伤科研究所博士论文,1992.5

17 钱民全,彭荣龚,赵笃凤等.多剪应力作用的细胞培养流动腔.第五届全国水动力学学术会议,2001.11

18 董福慧.小夹板固定治疗骨折生物力学研究.中国中医研究院骨伤科研究所博士论文,1987

19 顾华.骨折的绝对固定和相对固定——兔胫骨骨折愈合生物适应性的实验研究.中国中医研究院骨伤科研究所博士论文,1989

20 董福慧，钟红刚，钱民全等. 骨断裂过程的扫描电镜观察. 第三次中国生物医学工程学会学术会议，1987

21 何林. 骨折愈合的力学模型和有限元实现的研究. 中国科学院力学研究所硕士论文，1991

22 余宏荣. 骨折愈合过程的实验研究及理论分析. 中国科学院力学研究所硕士论文，1992

23 钱民全. 关于微重力状态下人长高的讨论. 第四届微重力科学学术会议论文集，1999，128～129

24 李晓阳，动脉壁静态力学性质研究，北京工业大学博士生学位论文，1999

钱学森生平年表

1911年12月11日	生于上海。
1929—1934年	在上海交通大学机械工程系学习,1934年毕业于机械工程系铁道机械工程专业。
1934年	考取清华大学飞机设计专业公费留美。
1934—1935年	到杭州笕桥飞机厂实习,又到南京、南昌空军飞机修理厂见习,最后到北京参观清华并拜访导师王士倬。
1935年8月	钱学森从上海坐美国邮船公司的船离国,同船的留美同学有徐芝纶、夏勤铎等。到了美国入麻省理工学院航空系。
1936年10月	钱学森转学到加州理工学院,开始了与冯·卡门(von Kármán)教授先是师生后是亲密合作者的情谊。同年,钱学森参加马林纳领导的火箭研究小组,在冯·卡门指导下,与马林纳等一起研究火箭发动机的热力学问题、探空火箭问题和远程火箭问题等,并参与了美国早期用可储存液体推进剂的几种试验性火箭,如1945年“女兵下士”探空火箭和后来的“下士”导弹研制工作。
1937年秋	由马林纳介绍,钱学森参加了当时加州理工学院的马列主义学习小组,也得识该小组的书记、化学物理助理研究员S·威因鲍姆(Weinbaum)。
1938年	钱学森与冯·卡门合作进行的可压缩流动边界层研究,揭示了即使一个运动的热体与外界冷空气在某一飞行马赫数时有相当的温度差,对物体的冷却仍逆变为加热。这是由于空气受压缩,温度升高和边界层传热率增加的结果。钱学森和冯·卡门给出了发生这种逆变的马赫数计算公式。
1939年6月	完成了在加州理工学院的博士论文工作,论文为《高速气动力学问题的研究》等4篇,取得航空和数学博士学位后,任加州理工学院航空系的助理研究员。同年,钱学森发表了关于可压缩流体二维亚声速流动的研究结果,冯·卡门在1941年发表了关于空气动力学中压缩效应的研究成果。他们对翼上的压缩作用,共同提出了一个更普遍一些的修正,不用扰动很小这一假设,而是基于经过他们所修正的流动方程的另一种线性化,使它能应用于高速流动特别是应用于计算作用在翼型上的诸力。卡门-钱学森方法能给出某一速度范围内的满意结果。
1940年	由于王助的推荐,钱学森成为成都航空研究所的通信研究员,写了一篇题为《高速气流突变之测定》的专论,刊登在该所报告第二号。

从 1940 年开始,钱学森与冯·卡门合作,对飞机金属薄壳结构非线性屈曲理论的研究取得了一系列成果,包括外部压力所产生的球壳的屈曲,结构的曲率对于屈曲特性的影响,受轴向压缩的柱面薄壳的屈曲,有侧向非线性支撑的柱子的屈曲,以及曲度对薄壳屈曲载荷的影响等。

1941 年	从加拿大来了几位庚子赔款的留学生:郭永怀、林家翘、傅承义,1942 年又来了钱伟长,钱学森和他们相处的比较密切,常常在一起讨论各种问题。
1942 年	钱学森的研究工作已有了成绩,并教了一些学生,同时由于美国战时军事科学研究的需要,暂时放松了对外国人的限制,他得以参加机密性工作。同年,美国军方委托加州理工学院举行喷气技术训练班,钱学森是教员之一。
1944 年	美国陆军得知德国研制 V-2 火箭的情报,遂委托冯·卡门教授领导,马林纳为副,大力研究远程火箭。美国原始型的"下士"式导弹的设计,钱学森负责理论组,把林家翘、钱伟长也请来,进行弹道分析、燃烧室热传导、燃烧理论研究等工作。同时,钱学森还当了航空喷气公司(Aerojet Company)的技术顾问。
1945 年	当冯·卡门被空军聘为科学咨询团团长的时候,他提名钱学森为团员。同年 5 月,第二次世界大战结束前夕,钱学森随科学咨询团去欧洲,考察英、德、法等国的航空研究,特别是法西斯德国的火箭技术发展情况,这时加州理工学院提升他为副教授。这一时期,他取得了在近代力学和喷气推进的科学研究方面的宝贵经验,成为当时有名望的优秀科学家。
1946 年暑期	冯·卡门教授因与加州理工学院当局有分歧而辞职,作为冯·卡门的学生,钱学森也离开加州理工学院,再到麻省理工学院任副教授,专教空气动力学专业的研究生。同年开始将稀薄气体的物理、化学和力学特性结合起来研究,这是先驱性的工作。同年与郭永怀合作,完成重要论文"二维可压缩亚、超声速混合流和上临界马赫数",最早在跨声速流动问题中引入上下临界马赫数的概念。
1947 年初	36 岁的钱学森进入了麻省理工学院年轻的正教授行列。同年夏季,钱学森向麻省理工学院当局请假回国探亲,9 月中和蒋英结婚。
1948 年	祖国解放事业胜利在望,钱学森开始准备回国,为此,他要求退出美国空军科学咨询团。
1949 年 5 月 20 日	钱学森收到美国芝加哥大学金属研究所副教授研究员、留美中国科学工作者协会美中区负责人葛庭燧写来的信,同时转来 1949 年 5 月 14 日曹日昌教授写给钱学森的信,钱学森更加紧了回祖国的准备。
1949 年秋	钱学森从麻省理工学院回到加州理工学院就任喷气推进技术教授。

1950 年 7 月	美国政府决定取消钱学森参加机密研究的资格,理由是他与威因鲍姆有朋友关系,并指控钱学森是美国共产党员,非法入境。钱学森这时立即决定以探亲为名回国,准备一去不返,但当他一家将要出发时,钱学森被拘留起来,两星期后虽经同事朋友保释出来,但继续受到移民局的限制和联邦调查局特务的监视,被滞留 5 年之久。
1953 年	在美国政府迫害钱学森的几年中,除了教书和做研究工作外,仍未放弃学术研究。当年,他正式提出物理力学概念,主张从物质的微观规律确定其宏观力学特性,并开拓了高温高压的新领域。
1954 年	具有开创性的研究成果《工程控制论》一书在美国出版。
1955 年	当年 6 月的一天,钱学森夫妇摆脱特务监视,在一封写在一张小香烟纸上寄给在比利时亲戚的家书中,夹带了给陈叔通先生的信,请求祖国帮助他早日回国。8 月 1 日,中美大使级会谈在日内瓦开始,王炳南大使以钱学森这封信为依据,迫使美国政府不得不允许钱学森离美回国。10 月 8 日,钱学森一家到达香港,同日过国境,回到了祖国,受到党和政府的热烈欢迎和无微不至的照顾。11 月,钱学森和钱伟长合作筹建中国科学院力学研究所。12 月 27 日,万毅根据彭德怀元帅的指示,详细地听取了钱学森关于如何发展我国火箭技术的意见。
1956 年	1 月 5 日力学所成立,钱学森任第一任所长。2 月 17 日,在周总理的鼓励下,钱学森给国务院写了关于《建立我国国防航空工业的意见书》。4 月 13 日,国务院成立了以聂荣臻元帅为主任的航空工业委员会,钱学森被任命为委员。同年春,国家制订了《1956 年至 1967 年科学技术发展远景规划纲要》,确定了 57 项国家重要科学技术任务。由钱学森主持,在王弼、沈元、任新民等的合作下完成了第 37 项《喷气和火箭技术的建立》的规划。5 月 10 日,聂荣臻元帅提出《关于建立我国导弹研究工作的初步意见》,并且建议,在航空工业委员会下设立导弹管理局,钱学森任总工程师,建立导弹研究院,钱学森任院长。10 月 8 日,恰好在钱学森回归祖国一周年的日子,聂荣臻元帅亲自主持五院成立仪式,这一天也是对新中国 156 名大学毕业生进行导弹专业教育训练班的开课纪念日,钱学森主讲《导弹概论》。
1957 年	在钱学森倡议下,中国力学学会成立,钱学森被一致推举为第一任理事长。2 月 18 日,周总理签署命令,任命钱学森为国防部第五研究院第一任院长。11 月 16 日,周总理任命钱学森兼任国防部第五研究院一分院院长。同年,钱学森所著《工程控制论》获中国科学院自然科学奖一等奖,并被补选为中国科学院学部委员。这一年 6 月,中国自动化学会筹备委员会在北京成立,钱学森任主任委员。同年 9 月,国际自控联成立大会推举钱学森为第一届 IFAC 理事会常务理事。

1958 年	5 月 29 日,聂荣臻元帅同黄克诚、钱学森一起部署了我国第一枚近程导弹的制造工作。同年,中国科学院成立了以钱学森为组长,赵九章、卫一清为副组长的领导小组,负责筹建人造卫星、运载火箭以及卫星探测仪器和空间物理的设计、研究机构。同年,钱学森任中国科学技术大学近代力学系主任。
1959 年	经杜润生、杨刚毅介绍,钱学森加入了中国共产党。
1960 年 11 月 15 日	在聂荣臻元帅现场亲自指导下,以张爱萍将军为主任,孙继先、钱学森、王诤为副主任的试验委员会,在我国酒泉发射场成功地组织了我国制造的第一枚近程导弹的飞行试验。
1961 年	他编著的《物理力学讲义》正式出版。6 月,在中国科学院举办的星际航行第一次座谈会上钱学森发表了题为《今天苏联及美国星际航行火箭动力及其展望》的讲演。在中国自动化学会成立大会上,全体代表一致推举钱学森为首任理事长。
1963 年	中国科学院成立由竺可桢、裴丽生、钱学森、赵九章领导的星际航行委员会。
1964 年 6 月 29 日	我国自行设计的中近程导弹进行飞行试验获得成功。
1965 年 1 月 8 日	钱学森正式向国家提出报告,建议早日制订我国人造卫星的研究计划,并列入国家任务。在以后的岁月中,钱学森为解决人造卫星研制中的许多关键技术问题贡献了智慧。同年,钱学森任第七工业部副部长。
1966 年 10 月 27 日	钱学森协助聂荣臻元帅,在酒泉发射场直接领导了用中近程导弹运载原子弹的“两弹结合”飞行实验,获得圆满成功。
1968 年	钱学森兼任中国空间研究院第一任院长。
1970 年	钱学森任国防科学技术委员会副主任。4 月 24 日,重量为 173kg 的我国第一颗人造卫星发射成功。钱学森和发射基地的领导人在现场发表了热情洋溢的讲话。“五一”国际劳动节晚上,毛泽东主席、周恩来总理在天安门城楼上接见了钱学森、任新民等参加第一颗卫星工程研制的代表。
1978 年	9 月 27 日钱学森发表的《组织管理的技术——系统工程》论文,对运筹学、系统工程和系统分析科学活动在中国的繁荣,产生了十分积极的影响。
1979 年	钱学森荣获加州理工学院“杰出校友奖”。
1982 年	钱学森任国防科学技术工业委员会科学技术委员会副主任。钱学森是中国共产党第九、第十、第十一、第十二届全国代表大会代表和中央委员会候补委员。钱学森等著的《论系统工程》于 11 月出版。
1985 年	钱学森因对我国战略导弹技术的贡献,作为第一获奖人和屠守锷、姚桐斌、郝复俭、梁思礼、庄逢甘、李绪鄂等获全国科技进步特等奖。
1986 年 4 月 11 日	中国人民政治协商会议六届四次全国委员会增选钱学森为副主

	席。两个月后,中国科协第二次全国代表大会在 1986 年 6 月 27 日一致选举钱学森为中国科协主席。
1989 年 6 月 29 日	在美国纽约召开的 1989 年国际技术与技术交流大会授予钱学森“威拉德 W·F·小罗克韦尔(Rockwell,Jr.)奖章”和“世界级科学与工程名人”、“国际理工研究所名誉成员”的称号,表彰他对火箭导弹技术、航天技术和系统工程理论作出的重大开拓性贡献。
1991 年 10 月 16 日	国务院、中央军委授予他“国家杰出贡献科学家”荣誉称号和一级英雄模范奖章。同年任中国科协名誉主席。
1999 年 9 月 18 日	中共中央、国务院、中央军委授予他两弹一星功勋奖章。

［Ｇｅｎｅｒａｌ Ｉｎｆｏｒｍａｔｉｏｎ］
书名＝钱学森技术科学思想与力学
作者＝
页数＝４３７
ＳＳ号＝０
出版日期＝
Ｖｓｓ号＝９５２８０５６９